

SÉRIE A, N° 3261

N° D'ORDRE :

4133

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MAURICE ARDITI

1^{re} THÈSE. — APPLICATION DES PRINCIPES DE LA DOUBLE RÉSONANCE A LA RÉALISATION D'HORLOGES ATOMIQUES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 27 juin 1958 devant la Commission d'examen.

MM. KASTLER	<i>Président.</i>
GRIVET	} <i>Examineurs.</i>
BROSSEL	

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1960



Digitized by the Internet Archive
in 2026

SÉRIE A, N° 3261

N° D'ORDRE :

4133

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MAURICE ARDITI

1^{re} THÈSE. — APPLICATION DES PRINCIPES DE LA DOUBLE RÉSONANCE A LA RÉALISATION D'HORLOGES ATOMIQUES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 27 juin 1958 devant la Commission d'examen.

MM. KASTLER *Président.*

GRIVET } *Examineurs.*

BROSSEL }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1960



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen M. J. PÉRÈS.

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
E. DARMOIS	T	Enseignement de Physique.	GALLIEN	T	Embryologie.
FOCH	T	Mécanique physique et expérimentale.	EICHHORN	T	Biologie végétale (P.C.B.)
PAUTHENIER	T	Électrotechnique générale	DE CUGNAC	T	Biologie végétale (P.C.B.)
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	M ^{lle} CAUCHOIS	T	Chimie physique.
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.	THELLIER	T	Physique du Globe.
GARNIER	T	Géométrie supérieure.	L'HÉRITIER	T	Génétique.
PÉRÈS	T	Mécanique des fluides et applications.	GRIVET	T	Radioélectricité.
LAUGIER	T	Physiologie générale.	PONCIN	T	Mécanique des fluides.
M. CURIE	T	Physique (P.C.B.).	THIERY	T	Mécanique appliquée.
BARRABÉ	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.
G. DARMOIS	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	QUELET	T	Chimie organique.
J. BOURCART	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
PLANTEFOL	T	Botanique.	CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.	CUVILLIER	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.
PRÉVOST	T	Chimie organique.	JUNG	T	Pétrographie.
BOULIGAND	T	Application de l'analyse à la Géométrie.	TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	WIEMANN	T	Chimie organ. structurale.
WYART	T	Minéralogie.	JACQUINOT	T	Spectroscopie et Physique céleste.
TEISSIER	T	Zoologie.	VASSY		Physique de l'atmosphère
MANGENOT	T	Biologie végétale.	DESTOUCHES	T	Théories physiques.
P. AUGER	T	Physique quantique et Relativité.	M. PRUVOST	T	Géologie.
MONNIER	T	Physiologie des fonctions.	AMIEL	T	Chimie (P.C.B.).
PIVETEAU	T	Géologie.	HOCART	T	Minéralogie.
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).	J.-P. MATHIEU	T	Physique (P.C.B.).
H. CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).	COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.)
LAFFITTE	T	Chimie générale.	MAY	T	Biologie animale (P.C.B.)
FAVARD	T	Mécanique générale.	CHOQUET	T	Calcul diff. et intégral.
COULOMB	T	Physique du Globe.	FELDMANN		Biologie (P.C.B.).
M ^{lle} COUSIN	T	Biologie animale.	GUINIER	T	Physique (P.C.B.).
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.	JOST	T	Biologie (P.C.B.).
P. DRACH	T	Zoologie.	FORTET	T	Calcul des probabilités.
KASTLER	T	Physique.	SCHWARTZ	T	Méthodes mathématiques de la Physique.
EPBRUSSI	T	Génétique.	CHOUARD	T	Physiologie végétale.
WURMSER	T	Biol. physico-chimique.	MALAVARD	T	Aviation.
RIVIÈRE	T	Géologie (S.P.C.N.).	BRELOT	T	Calcul différentiel.
GAUTHIERET	T	Biologie végétale (P.C.B.)	NORMANT	T	Chimie (P.C.B.).
LUCAS	T	Recherches physiques.	BÉNARD	T	Chimie (P.C.B.).
A. THOMAS	T	Biologie cellulaire.	RUVAL	T	Botanique (E.N.S.).
ARNULF	T	Optique appliquée.	DUGUÉ	T	Statistiques mathématiques.
MAX MORAND	T	Physique.	GELOSO	T	Chimie (S.P.C.N.).
SOLEILLET	T	Physique.	SOULAIAC	T	Psychophysologie.
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.	ULRICH	T	Physiologie végétale.
DANJON	T	Astronomie.	MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.
FROMAGEOT	T	Chimie biologique.	KIRRMANN	T	Théories chimiques.
LAPORTE		Physique générale et Radioactivité.	CHADEFAUD		Botanique.
JANET	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	DESTRIAU	T	Physique (M.P.C.).
L'ETIT	T	Biologie maritime.	M ^{lle} LE BRETON	T	Physiologie générale.
			SALEM	T	Mathématiques générales.
			LELONG	T	Mathématiques générales.
			DEVILLERS		Anatomie et Histologie comparées.

PROFESSEURS (Suite).

EHRESMANN	T	Topologie algébrique.	BRUSSET	Chimie (P.C.B.).
FRANÇON		Physique (M.P.C.).	M. LEVY	Physique théorique.
GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	LENORMANT	Physiologie
GODEMENT	T	Mathématiques (M.P.C.).	M ^{me} CHAIX	Chimie biologique.
PISOT	T	Calcul des probabilités.	M ^{me} HUREL-PY ...	Biologie végétale (U.C.B.).
E. ROCH		Géologie.	PIAUX	Chimie (P.C.B.).
SCHATZMANN		Astrophysique.	BRUN	Mécanique expérimentale des fluides.
TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique.	LEDERER	Chimie biologique.
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.	M ^{me} DUBREIL-JACOTIN	Mathématiques.
JOLIOT	T	Physique nucléaire et radioactivité.	M ^{me} LELONG - FERRAND	Mathématiques (E.N.S.)
LENNUIER		Physique (P.C.B.).	BELLAIR	Géologie (S.P.C.N.).
RIZET		Génétique.	COTTE	Physique (M.P.C.).
ROUTHIER		Géologie appliquée.	J. DUBOIS	Chimie.
M ^{me} TONNELAT ..		Théories physiques.	LAMOTTE	Zoologie.
DIXMIER		Mathématiques (M.P.C.).	LE ROLLAND	Mécanique des fluides.
SOUCHAY		Chimie (P.C.B.).	MICHEL	Chimie (S.P.C.N.).
AIGRAIN		Physique (P.C.B.).		

Secrétaire Général C. MONIER.

Les recherches qui ont fait l'objet de cet exposé ont été exécutées dans les Laboratoires de la Société « International Telephone and Telegraph », Nutley, New-Jersey (U. S. A.), avec l'aide matérielle d'un programme de recherches de cette société. Je tiens à exprimer ici ma reconnaissance à la Direction de cette Société, et à la Direction des Laboratoires, en particulier à : M. H. Busignies, Président des Laboratoires qui a autorisé la présentation de cette Thèse, M. A. G. Clavier, Vice-Président, pour son aide et l'intérêt scientifique qu'il a porté au programme des recherches et à tous mes camarades des laboratoires.

M. le Professeur A. Kastler, initiateur de ces recherches par son enseignement et ses conseils bienveillants et précieux.

M. le Professeur Brossel par une discussion fructueuse de certains problèmes, M. le Professeur R. H. Dicke et le Docteur T. R. Carver de l'Université de Princeton, par leur aide constante ont permis à ce travail d'aboutir. Je leur exprime ma profonde gratitude.

APPLICATION DES PRINCIPES DE LA DOUBLE RÉSONANCE À LA RÉALISATION D'HORLOGES ATOMIQUES ⁽¹⁾

Par MAURICE ARDITI

INTRODUCTION

Les raies d'absorption d'atomes ou de molécules dans le domaine des fréquences hertziennes ont été proposées bien souvent comme étalons de fréquence de haute précision : ils ne donnent pas lieu aux phénomènes de dérive bien connus avec les oscillateurs à quartz. Ces étalons de fréquence peuvent être utilisés pour mesurer la stabilité de la fréquence d'étalons ordinaires (horloges à quartz, par exemple) au lieu d'utiliser des observations astronomiques. Dans beaucoup d'applications une « horloge atomique » pourrait être utilisée, soit comme étalon de fréquence, soit pour définir avec précision un intervalle de temps dans les applications qui ne demandent pas un fonctionnement continu de cette horloge.

Les oscillateurs à quartz ont été développés jusqu'à un très haut degré de précision. On a obtenu des stabilités de $3 \cdot 10^{-9}$ par jour, ou mieux. Mais ces oscillateurs demandent une période de vieillissement de plusieurs mois. Ce défaut fondamental, lié au fait que les étalons atomiques de fréquence promettent de surpasser de beaucoup la précision des meilleurs oscillateurs à quartz, a provoqué des recherches actives, dans plusieurs laboratoires, en vue de l'utilisation pratique des raies atomiques ou moléculaires pour la stabilisation des fréquences.

Le présent travail décrit plus particulièrement les principes physiques de la double résonance appliquée à la détection des transitions hyperfines des métaux alcalins, dans une simple cellule à gaz, afin de réaliser un étalon de fréquence de haute précision.

(1) Thèse présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences physiques et soutenue le 27 juin 1958 devant la Commission d'examen.

CHAPITRE PREMIER

Résumé sur les étalons de fréquence.

Afin de placer la cellule à gaz dans le cadre des étalons de fréquence, un résumé très bref va être donné des différents dispositifs utilisés actuellement. On peut les classer comme suit :

- a) Etalons utilisant des oscillateurs à quartz très stables.
- b) Etalons basés sur l'amplification des micro-ondes par stimulation des radiations : « Masers ».
- c) Dispositifs utilisant un oscillateur à quartz très stable asservi à une transition moléculaire ou atomique.

La cellule à gaz est surtout utilisée actuellement dans des dispositifs de la catégorie c, bien que dans certaines conditions, il ne soit pas impossible de l'utiliser comme les « Masers ».

La littérature sur les oscillateurs à quartz est très abondante (49). Un des dispositifs les plus perfectionnés utilise le cristal d'Essen. Les dérivées à longue durée des oscillateurs utilisant les cristaux d'Essen sont très faibles : de l'ordre de $0,3 \cdot 10^{-10}$ par jour sur des périodes de plusieurs centaines de jours. Des plaques de quartz (coupe GT ou AT) ont aussi des stabilités d'au moins 10^{-9} par jour. Cependant, par perte d'une couche atomique (environ $1 \text{ \AA}$) un cristal ayant une épaisseur d'environ 1 cm subit un changement de fréquence de l'ordre de 10^{-8} ; un oscillateur à quartz n'est constant qu'à 10^{-8} près sur une période d'un an par suite de l'évaporation des molécules de surface.

Les dispositifs du type « Maser » peuvent être utilisés comme amplificateurs ou comme oscillateurs. Pour un étalon de fréquence, où la pureté spectrale et la puissance de sortie sont importantes, les systèmes gazeux sont les plus utilisés tandis que les substances paramagnétiques sont employées de préférence dans les amplificateurs à gain élevé, large bande passante et faible facteur de bruit. Par exemple, comme oscillateur, le « Maser » ($35 \text{ à } \text{NH}_3$) a la très grande pureté spectrale qu'on peut attendre d'un amplificateur à bande passante très étroite (quelques kilohertz). Les fluctuations relatives observées entre les battements de deux de ces oscillateurs (69) sont de l'ordre de $5 \cdot 10^{-12}$. Dans le « Maser » à NH_3 la méthode d'excitation consiste à séparer physiquement un faisceau de gaz ammoniac en deux faisceaux correspondant aux deux niveaux d'énergie. Après séparation le faisceau émissif est utilisé dans une cavité amplificatrice. Utilisé comme oscillateur, le système est capable de fournir une puissance de l'ordre de 10^{-6} watt. Cependant dans ce dispositif simple, la fréquence exacte des oscillations peut être déplacée légèrement par le réglage de la cavité

résonnante ou par les champs parasites. Pour remédier à cet effet, on a proposé d'utiliser deux cavités couplées au régime critique (14).

Un oscillateur à quartz très stable peut être asservi à la fréquence d'une transition atomique ou moléculaire. Les méthodes utilisées pour déceler la différence de fréquence entre l'oscillateur à quartz et la transition de façon à corriger la fréquence de l'oscillateur à quartz, dépendent de la transition atomique utilisée, du rapport signal-bruit de la détection, de la largeur de la raie de la transition, etc. Les progrès récents dans la technique électronique et dans celle des micro-ondes ont permis, ces dernières années, la réalisation d'oscillateurs à quartz asservis à des transitions atomiques ou moléculaires avec de simples cellules d'absorption. Le premier modèle expérimental d'horloge atomique a utilisé les raies d'inversion de NH_3 à 23 870 MHz environ (50). La stabilité de cette horloge était de $\pm 2 \cdot 10^{-8}$ durant une période de l'ordre d'une semaine. Cependant des difficultés fondamentales apparurent dans l'utilisation des raies d'absorption de l'ammoniac, dues à la largeur naturelle des raies, à l'effet Döppler, à des effets de pression liés aux collisions entre molécules, ou aux chocs des molécules contre les parois de la cellule, enfin à des effets de saturation. Récemment, certaines de ces difficultés ont pu être plus ou moins surmontées (68) mais la précision semble devoir être limitée à 10^{-9} . Une technique semblable a été proposée (62) aussi pour la raie $\text{N}_+ = 7$ de l'oxygène à 60 000 MHz et à la température de l'azote liquide (76° K).

Une autre raie spectrale peut être utilisée dans un étalon de fréquence : la raie 9 192, 6319 MHz du césium. La différence des niveaux d'énergie définissant cette fréquence est liée au spin de l'électron de valence et à celui du noyau ; l'un des niveaux d'énergie correspond au cas où les deux vecteurs sont parallèles, l'autre au cas où les vecteurs sont anti-parallèles. Quand un atome de césium est soumis à l'action d'un champ magnétique alternatif ayant exactement cette fréquence, l'atome de césium absorbe un quantum d'énergie correspondant à cette transition d'où un changement du moment magnétique de l'atome. Les appareils à jets atomiques ou moléculaires développés à l'origine (60) (61) (76) pour la mesure des moments magnétiques permettent de déceler les changements des moments magnétiques des atomes et par suite de déterminer avec précision la fréquence du champ magnétique excitant les cavités où se produisent les transitions. Un modèle commercial d'horloge atomique basée sur l'emploi d'un jet atomique de césium a été réalisé depuis 1956. Cet appareil fournit une précision de l'ordre de $5 \cdot 10^{-10}$.

Avec les méthodes ordinaires de la spectroscopie hertzienne il est difficile, en général, d'utiliser directement une simple cellule d'absorption. En effet, la détection d'une transition résulte de la différence des populations des niveaux d'énergie entre lesquels la transition a lieu ;

en général, cette différence est très faible (par exemple, dans le cas de la vapeur de césium, le rapport des populations des deux niveaux d'énergie à la température ordinaire n'est que 1,0015). C'est pourquoi dans le Maser à NH_3 , on sépare les particules appartenant à l'un ou l'autre de ces niveaux d'énergie. De plus, l'effet Döppler dans une cellule à gaz est suffisamment prononcé, en général, pour produire des élargissements considérables des raies spectrales et par suite réduit la précision du système.

Trois techniques nouvelles ont été récemment proposées qui augmentent la précision des étalons de fréquences à cellules à gaz. La première consiste à réduire l'effet Döppler en diminuant le libre parcours moyen des atomes par l'introduction d'un gaz inerte (30). Elle est avantageuse surtout pour les transitions dipolaires magnétiques. La deuxième technique utilise les principes du « pompage optique » (42). Elle accroît la différence entre les populations des divers niveaux d'énergie et par suite le signal de détection. Elle permet par réduction du nombre total d'atomes et de la température, l'obtention de raies spectrales très fines. La troisième technique consiste dans l'utilisation d'une méthode très sensible de détection optique des transitions atomiques (12) (18) (28) et permet d'éviter les effets d'interaction entre la cavité résonnante et la fréquence de la transition. Enfin, il n'est pas impossible que par l'emploi judicieux du pompage optique et d'une excitation optique sélective on ne puisse mettre la vapeur atomique dans un état émissif favorable à l'amorçage d'auto-oscillations du système atomique couplé à un circuit oscillant. Un tel système serait avantageux pour certaines applications.

Notre travail a été entrepris en vue de la réalisation « d'horloge atomique », mais nous restreindrons cet exposé à la description des principes physiques utilisés et en particulier à la méthode de la double résonance appliquée à une cellule à gaz pour la réalisation d'un étalon de fréquence.

CHAPITRE II

Utilisation des transitions atomiques ou moléculaires pour la réalisation d'étalons de fréquence.

Une discussion générale des étalons de fréquence est présentée dans la référence 70, mais, en dehors des détails techniques propres à chacun des différents systèmes, il y a trois caractéristiques fondamentales qu'une transition atomique doit avoir afin de satisfaire aux exigences d'un étalon.

— 1. *La fréquence centrale* f_0 de la transition doit être très stable, c'est-à-dire, aussi indépendante que possible des champs électrique ou magnétique, accélérations, mouvements de réglage mécaniques, pression, température, humidité et toutes autres influences extérieures.

— 2. *La largeur de la raie* de la résonance doit être aussi étroite que possible.

— 3. *Le rapport signal-bruit* de la détection doit être aussi élevé que possible afin que le servomécanisme de correction fonctionne avec le minimum d'ambiguïté.

Nous allons étudier, plus particulièrement, les transitions hyperfines dans l'état fondamental de la vapeur des métaux alcalins et nous analyserons les principes physiques qui peuvent être utilisés pour définir les conditions les plus favorables à la réalisation d'étalons de fréquence à cellules à gaz.

CHAPITRE III

Utilisation des transitions hyperfines dans l'état fondamental de la vapeur des métaux alcalins pour la réalisation d'un étalon de fréquence à cellule à gaz.

Une transition magnétique dipolaire, dont la fréquence est peu sensible aux variations du champ magnétique, existe dans les transitions hyperfines de l'état fondamental des métaux alcalins et peut être utilisée, comme étalon de fréquence, soit dans un appareil à jets atomiques, soit dans une simple cellule à gaz. La structure hyperfine résulte du couplage entre le spin de l'électron de valence et le spin du noyau. Selon la direction du spin de l'électron il y a deux états correspondant au nombre quantique F où $F = I \pm J$. En présence d'un champ magnétique, on a la décomposition habituelle en composantes Zeeman définies par le nombre quantique m_F . Dans un champ magnétique faible, les transitions entre niveaux d'énergie peuvent se produire si elles obéissent aux règles de sélection : $\Delta F \pm 0, \pm 1$ et $\Delta m_F = 0, \pm 1$.

Les transitions hyperfines des métaux alcalins ont lieu dans le domaine des radiofréquences. Par exemple :

H^2		$f_0 = 1\,420,405$ MHz
Na^{23}		1 771,626 »
Rb^{85}		3 035,7 »
Rb^{87}		6 834,685 »
Cs^{133}		9 192,632 »

Pour des raisons pratiques et théoriques, nous avons étudié particulièrement les caractéristiques des transitions dans Na^{23} et Cs^{133} tandis que Rb^{87} a été étudié par R. H. Dicke et T. R. Carver à l'Université de Princeton (U. S. A.).

La structure hyperfine, dans l'état fondamental des atomes, a été étudiée dans un grand nombre de cas, par la technique des jets atomiques particulièrement indiquée ici (37), mais peu d'atomes ont été étudiés en spectroscopie d'absorption des ondes courtes par suite de faibles absorptions et de la difficulté d'obtenir les substances sous forme atomique. Des déterminations relatives au césium (63) et au sodium (66) ont été publiées, mais les conditions des expériences étaient loin de pouvoir être adaptées à la réalisation d'un étalon de fréquence. Le développement de la technique des micro-ondes et de l'électronique au cours de ces dernières années a donné une nouvelle orientation à la réalisation d'étalons de fréquence. Les différentes caractéristiques discutées dans la section précédente vont maintenant être réexaminées dans le cas de la vapeur des métaux alcalins.

Étude de la fréquence centrale f_0 . — La transition intéressante, pour un étalon atomique est la transition $\Delta F = 1$, $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$, parce qu'elle est relativement peu sensible aux variations du champ magnétique. L'application des formules de Breit-Rabi montre que :

$$f = f_0 \left(1 + \frac{1}{2} x^2 \right) \quad (4-1)$$

où f_0 est la fréquence de transition hyperfine, à champ nul et :

$$x = \frac{(g - g_1) \beta H}{h f_0} \quad (4-2)$$

Par exemple :

$$\left. \begin{aligned} f &= (1\,771,626 + 0,0022 \text{ H}^2) 10^6 \text{ pour } \text{Na}^{23} \\ f &= (9\,192,632 + 0,000426 \text{ H}^2) 10^6 \text{ pour } \text{Cs}^{133} \end{aligned} \right\} \quad (4-3)$$

où H est en oersteds.

La fréquence de la transition $\Delta F = 1$, $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$ est donc presque indépendante du champ magnétique, l'effet total d'un champ de 0,1 Oe, par exemple, n'est que de 22 Hz dans le cas de Na^{23} et 4 Hz dans le cas de Cs^{133} .

Étude de la largeur de la raie. — En général l'effet Doppler impose une limite inférieure à la *largeur des raies d'absorption* et il est désirable d'éliminer le plus possible cet effet afin d'obtenir des raies très fines utilisables dans les étalons de fréquence. Généralement les raies

d'absorption pour lesquelles l'effet Döppler est prédominant ont une forme gaussienne et leur largeur $\Delta\nu$ est donnée par (4-4) :

$$\Delta\nu = 7,2 \cdot 10^{-7} (T/M)^{1/2} \nu \quad (4-4)$$

où M est la masse moléculaire et T la température absolue.

Le tableau I montre l'importance de l'effet Döppler pour quelques métaux alcalins.

TABLEAU I

Atomes	Fréquence de transition Mc	Température de la cellule	Effet Döppler $\Delta\nu$ kc
H ²	1 420,45	300° K	17,4
Na ²³	1 771,62	373° K	5,1
Rb ⁸⁵	3 035,7	313° K	4,1
Rb ⁸⁷	6 834,68	313° K	9,2
Cs ¹³³	9 192,63	288° K	9,6

L'effet Döppler peut être atténué en réduisant la vitesse moyenne des atomes dans la cellule, c'est-à-dire en refroidissant la cellule. Une méthode plus efficace, applicable aux transitions magnétiques dipolaires qui ne sont pas affectées sérieusement par les collisions avec d'autres atomes ou molécules, est de mélanger la vapeur alcaline à un gaz non magnétique et de régler la pression de ce gaz de manière à réduire le libre parcours moyen des atomes alcalins, de façon à prévenir leur diffusion rapide vers les parois ou vers des régions où le champ de radiofréquence a une phase et une direction différente. Avec une pression élevée de ce gaz « tampon » (supposé s'étendre à l'infini) la forme de la raie est définie par (74) :

$$I(\nu) = \frac{I_0(2\pi D/\lambda^2)}{(\nu - \nu_0)^2 + (2\pi D/\lambda^2)^2} \quad (4-5)$$

où D est la constante de diffusion des atomes alcalins dans le gaz tampon et λ la longueur d'onde de la radiation. La largeur de la raie est :

$$\Delta'\nu = 5,6 \frac{L}{\lambda} \Delta\nu \quad (4-6)$$

où $\Delta\nu$ est l'élargissement Döppler normal donné par (4-4) et L le libre parcours moyen (53). Le tableau II montre l'importance de l'effet Döppler réduit, calculé pour différents atomes alcalins dans des gaz tampons, c'est-à-dire pour une pression de gaz de 1 mm.

Une réduction de l'effet Döppler a été obtenue avec l'hydrogène moléculaire comme gaz tampon (74) ($\Delta'\nu \approx 1,8$ kc). Cependant, au fur et à mesure que l'effet Döppler est réduit, d'autres facteurs deviennent

TABLEAU II

Atomes alcalins	Effet Doppler normal en hertz	Gaz tampons	Température de la cellule degrés C	L 10 ⁻² cm	Effet Doppler réduit en hertz
Na ²³ $\lambda \approx 16,9$ cm	5,5.10 ³	He	150	1,3	21
		Ne	150	1,4	23
		A	150	0,9	15
Rb ⁸⁷ $\lambda \approx 4,4$ cm	9,4.10 ³	He	40	0,45	53
		Ne	40	0,5	62
		A	40	0,3	38
Cs ¹³³ $\lambda \approx 3,26$ cm	10 ⁴	He	30	0,35	57
		Ne	30	0,4	70
		A	30	0,25	45

prédominants qui modifient la largeur des raies d'absorption. En particulier, un effet important est dû aux collisions des atomes alcalins entre eux, collisions durant lesquelles l'électron de valence peut être échangé. Ce genre de collision interrompt le processus de radiation, alors que les collisions avec un gaz non magnétique, tel que l'argon, sont sans effet. Une réduction plus poussée de la largeur des raies n'est possible alors, qu'en réduisant la concentration des atomes et leur vitesse, c'est-à-dire en réduisant la température. Par exemple, dans le cas de la vapeur de sodium, en abaissant la température jusqu'à 127° C, la largeur des raies pourrait être inférieure à 30 Hz si les phénomènes de collisions avec échange de l'électron de valence étaient la seule source de relaxation. Malheureusement en réduisant la concentration atomique on réduit aussi considérablement le signal détecté. On pourrait améliorer considérablement le rapport signal bruit de la détection, si la différence entre les populations des niveaux d'énergie entre lesquels a lieu la transition pouvait être accrue par rapport à la valeur normale d'équilibre thermique exprimée par le facteur de distribution de Boltzmann. Cela peut être réalisé à l'aide du « pompage optique » décrit dans la section page 984. L'effet du gaz-tampon sur le déplacement de la fréquence hyperfine f_0 et sur la largeur de la résonance est discuté en détail page 982.

Rapport signal bruit de la détection. — L'intensité d'une raie d'absorption étroite dans un gaz est exprimée théoriquement par la formule de Van Vleck-Weisskopf :

$$\gamma = \frac{8\pi^2 N f |\mu_{ij}|^2 v^2 \Delta v}{3c k T [(v - v_0)^2 + (\Delta v)^2]} \quad (4-7)$$

où N est le nombre de molécules par centimètre cube dans la cellule d'absorption,

f la fraction de ces molécules dans le niveau inférieur des deux états entre lesquels a lieu la transition,

$|\mu_{ij}|^2$ le carré de l'élément matriciel du moment dipolaire de la transition sommé pour les 3 directions de l'espace,

ν la fréquence, ν_0 la fréquence de résonance (ou la fréquence centrale de raie d'absorption),

$\Delta\nu$ la demi-largeur de la raie à mi-hauteur.

Le maximum d'absorption de la raie est très proche de $\nu = \nu_0$ et a pour valeur :

$$\gamma_{\max} = \frac{8\pi^2 N f |\mu_{ij}|^2 \nu_0^2}{3ckT \Delta\nu} \quad (4-8)$$

Les éléments matriciels sont (71), pour :

$$F = I + \frac{1}{2} \leftarrow F = I - \frac{1}{2}$$

$$|\mu_{ij}|^2 = \frac{\left[\left(I + \frac{1}{2} \right)^2 - m_F^2 \right]}{(2I + 1)^2} \mu_0^2 \quad \text{quand } \Delta m_F = 0$$

$$|\mu_{ij}|^2 = \frac{\left(I + \frac{1}{2} \pm m_F \right) \left(I - \frac{1}{2} \pm m_F \right)}{2(2I + 1)^2} \mu_0^2 \quad \text{quand } \Delta m_F = \pm 1$$

avec :

$$\mu_0 = 1 \text{ magnéton de Bohr} = \hbar e / 4\pi mc$$

et :

$$|\mu_{ij}|_{\text{moyen}}^2 = \frac{4I}{2I + 1} \mu_0^2 \quad (4-9)$$

L'expression (4-9) peut être portée dans la formule (4-8) si Nf représente la fraction des atomes dans l'état $F = I - \frac{1}{2}$.

Dans le cas du sodium, l'intensité totale de la raie d'absorption peut être calculée dans les conditions suivantes :

$$Nf \approx 3,3 \cdot 10^{12} \times \frac{1}{2} = 1,6 \cdot 10^{12} \text{ atomes/cm}^3$$

correspondant à une température de 200° C et une pression de vapeur d'environ 10^{-4} mm de mercure.

$$|\mu_{ij}|^2 = \frac{4 \times \frac{3}{2}}{2 \times \frac{3}{2} + 1} \mu_0^2 = \frac{3}{2} \mu_0^2$$

$$\nu_0 = 1,771 \cdot 10^9 \text{ Hz} \quad T = 473^\circ \text{ C} \quad \Delta\nu = \frac{4}{2} 10^3 \text{ Hz}$$

ce qui donne :

$$\gamma_{\max} \approx 3 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^{-1}.$$

Comme terme de comparaison, la raie 3-3 de NH^3 qui a été utilisée dans l'une des premières « horloges atomiques » a un maximum d'absorption :

$$\gamma_{\max} \approx 10^{-3} \text{ cm}^{-1},$$

c'est-à-dire, est d'environ $3 \cdot 10^5$ fois plus intense que les transitions magnétiques dans le sodium.

Nous allons maintenant examiner les différentes méthodes expérimentales qui peuvent être utilisées pour la détection de la transition :

$$\Delta F = 1, \quad m_F = 0 \rightarrow m_F = 0,$$

dans la vapeur des métaux alcalins dans une cellule à gaz.

CHAPITRE IV

Méthodes expérimentales pour la détection de la transition $\Delta F = 1, m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$ dans la vapeur des métaux alcalins dans une cellule à gaz.

Les méthodes utilisées antérieurement pour la détection par absorption en radiofréquences, des transitions hyperfines du césium (63) ou du sodium (66) partent d'une modulation Zeeman. Celle-ci n'est pas applicable directement à la détection de la transition $\Delta F = 1, m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$, par suite du peu de sensibilité de la fréquence de cette transition aux variations du champ magnétique. Les différentes méthodes expérimentales qui ont été proposées plus récemment peuvent être classées de la façon suivante :

- 1) Méthodes utilisant des détecteurs d'ondes courtes (tels que bolomètres, cristaux mélangeurs ou détecteurs).
- 2) Méthodes utilisant des détecteurs usuels d'ondes courtes mais avec amélioration du rapport signal/bruit à l'aide du « pompage optique ».
- 3) Méthodes utilisant le pompage optique et la détection optique des transitions hyperfines dans le domaine des ondes hertziennes.

La deuxième et la troisième catégories utilisent les principes de la méthode de la double résonance (18). Nous allons examiner chacune de ces méthodes afin de mettre en évidence les avantages considérables apportés par la troisième méthode de détection.

Méthodes de détection purement radioélectriques. — La résonance peut être détectée par une méthode d'absorption ou par la mesure de la variation de la constante diélectrique. Les deux méthodes ont été utilisées antérieurement (63) (66). On peut montrer que la sensibilité limite est la même dans les deux cas (70).

L'absorption γ peut être décelée par son effet sur la résonance d'une cavité. Par exemple, si nous considérons une cavité résonnante couplée par un seul orifice à une source et à un récepteur d'ondes courtes, la variation maximum de l'amplitude de la tension de l'onde réfléchie est à la résonance :

$$\frac{V_{\max}}{V_0} = \frac{Q}{2\pi} \lambda \gamma$$

ou :

$$\frac{P_s}{P_0} = \frac{Q^2}{4\pi^2} \lambda^2 \gamma^2 \quad (4-10)$$

où Q est le facteur de surtension de la cavité, λ la longueur d'onde dans le milieu libre, P_0 la puissance réfléchie par la cavité, P_s la puissance reçue par le récepteur. Par exemple, dans le cas du sodium :

$$Q \approx 10^3 \quad \lambda \approx 16,9 \text{ cm} \quad \gamma \approx 3 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^{-1}$$

$$\frac{P_s}{P_0} \approx 6,4 \cdot 10^{-11}$$

c'est-à-dire si :

$$10^{-6} < P_0 < 10^{-4} \text{ watts}$$

on déduit :

$$10^{-16} < P_s < 10^{-14} \text{ watts.}$$

On ne peut pas augmenter P_0 au-delà de 10^{-4} watts sans avoir de sérieux effets de saturation et d'élargissement de la raie d'absorption.

On peut aussi calculer la puissance obtenue dans une transition atomique dans le domaine des fréquences hertziennes, les atomes étant excités de telle façon qu'ils rayonnent d'une manière cohérente. Cette excitation peut être induite par une impulsion de radiofréquence à la fréquence de transition hyperfine, l'impulsion ayant suffisamment de puissance pour exciter les atomes au point où la radiation cohérente est la plus forte (31). On peut montrer que le rapport signal/bruit dans ce cas, est le même que dans le cas des mesures par absorption. La puissance du signal induit dans une ligne de transmission couplée à une cavité résonnante où les atomes rayonnent d'une façon cohérente à la fréquence de résonance de la cavité, est donnée par (75) :

$$P_s = \frac{\pi \omega Q_0 (g \mu_1 N')^2}{5V} = \frac{4 \nu_0 Q_0 (g \mu_1 N')^2}{V} \quad (4-11)$$

où Q_0 est le facteur de surtension de la cavité à vide,
 N' le nombre d'atomes en excès dans l'état 0-0

$$N' = \frac{N}{2I + 1} \times \frac{h\nu}{kT} \times V. \quad (4-12)$$

Si nous supposons :

$$V = 10^3 \text{ cm}^3, \quad Q_0 \approx 10^3, \quad N' \approx 10^{11},$$

nous obtenons : $P_s \approx 10^{-15}$ watt, en accord avec la valeur donnée par (4-10).

L'équation (4-10) montre que le rapport entre la puissance du signal et la puissance réfléchie par la cavité résonnante est de l'ordre de — 102 db. Par conséquent avec un rapport aussi faible, le choix de la méthode spectrographique de détection est assez limité. Le principe de la méthode de détection utilisée dans le présent travail est basé sur le dispositif expérimental élaboré pour l'étude des transitions hyperfines de l'hydrogène atomique à l'état fondamental (75).

La transition hyperfine $\Delta m_F = 0$, $\Delta F = 1$ ne peut être induite que par un champ magnétique de haute fréquence parallèle au champ magnétique statique. Par suite, il est possible de moduler l'absorption de la vapeur de sodium à basse fréquence (1 000 Hz par exemple) de la façon suivante : un champ magnétique statique, assez faible, parallèle à la direction du champ magnétique de haute fréquence, permet d'induire la transition $\Delta F = 1$, $\Delta m_F = 0$. Un champ magnétique oscillant à 1 000 Hz perpendiculaire au champ magnétique de haute fréquence fait varier la direction du champ magnétique quasi statique entre une direction parallèle et une direction presque perpendiculaire à la direction du champ magnétique de haute fréquence, produisant ainsi une modulation de la transition.

La variation à 1 000 périodes de la puissance absorbée par la résonance produit une modulation dans les cristaux détecteurs (fig. 1). Ces détecteurs fonctionnent en mélangeurs équilibrés. Cette détection équilibrée supprime, dans une certaine mesure, le bruit provenant de la source. Le signal à 1 000 périodes produit par les cristaux détecteurs est amplifié, filtré et envoyé dans un détecteur de phase, dont le signal de référence provient de la même source, celle qui est utilisée pour produire la modulation du champ magnétique. Le système équivaut à un amplificateur à bande passante très étroite (32).

Méthodes de détection radioélectrique utilisant le pompage optique. — Ces méthodes utilisent le principe de la double résonance avec pompage optique (18). Un grand nombre de travaux ont été publiés sur le pompage optique dans les états excités, ou sur l'orientation, par la lumière, des atomes à l'état fondamental (43). Nous nous restreindrons dans cet exposé à l'application de ces principes à la réali-

sation d'un étalon de fréquence utilisant une cellule à gaz. Par l'excitation optique des atomes avec une lumière de résonance polarisée, seuls quelques sous-niveaux Zeeman dans les états excités sont atteints, de telle sorte que de grandes différences de populations peuvent être obtenues entre les niveaux de la structure hyperfine ; cette propriété peut être utilisée pour accroître le rapport signal/bruit dans la détection de la transition $\Delta F = 1$, $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$, intéressante pour un étalon de fréquence. Le principe de la méthode a été décrit dans le cas des atomes de sodium (43). Le changement de populations peut être considérable.

Les calculs ont été faits (38) dans le cas du sodium. Le tableau I donne la valeur des distributions des populations entre les états du sodium à l'état fondamental, produites par une lumière de résonance polarisée circulairement. On suppose que les deux composantes de la raie D de la lumière incidente ont des intensités égales.

TABLEAU III

Na ²³	États finaux 3 ² S _{1/2}							
F, m_F	1, — 1	1,0	1,1	2, — 2	2, — 1	2,0	2,1	2,2
P.	0,075	0,119	0,182	0,040	0,063	0,106	0,168	0,247

Dans ces calculs on suppose qu'il n'y a pas de réorientation dans l'état excité (38). Nous verrons que des réserves doivent être faites concernant cette hypothèse quand on utilise des gaz tampons à pression élevée.

Pour accroître le rapport signal/bruit de la détection de $\Delta F = 1$, $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$, il est nécessaire d'accroître la différence entre les populations des niveaux 1,0 et 2,0. Sans pompage optique ce rapport est de l'ordre de :

$$\frac{n'}{n''} \approx e^{-1,44 \nu'/T} \quad (5-1)$$

où ν' est le nombre d'ondes de la transition.

Par exemple pour Na²³ : $\frac{n' - n''}{n' + n''} \approx 1-1,44 \frac{\nu'}{T} \approx 1-1,8 \cdot 10^{-4}$.

Avec pompage optique d'après le tableau I : $\frac{n' - n''}{n' + n''} \approx 1-1,09 \cdot 10^{-4}$.

Cela correspond à une augmentation de 10^3 dans l'excès des populations des deux niveaux et, d'après la section page 980, le rapport signal/bruit peut être augmenté par un facteur de 10^6 .

Si la raie D_1 est utilisée seule, à l'aide d'un filtre sélectif, on peut montrer (34) que dans ce cas les populations des deux états $m_F = 0$ sont toujours égales, indépendamment du pourcentage de réorientation dans l'état excité et, pour cette raison, l'utilisation de la raie D_1 séparée de la raie D_2 ne convient pas pour la détection $\Delta F = 1$, $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$.

Une autre façon d'accroître la différence entre les populations des états $m_F = 0$ est d'utiliser une lumière de résonance polarisée linéairement, le vecteur lumineux étant parallèle au champ magnétique statique et au champ magnétique de radiofréquence. Après absorption et réémission d'un photon par un atome, la distribution des populations entre les niveaux est indiquée dans le tableau II ; dans le cas du Rb^{87} .

TABLEAU IV

Rb^{87}	États finaux $5^2S_{1/2}$							
F, m_F	1, — 1	1, 0	1, 1	2, — 2	2, — 1	2, 0	2, 1	2, 2
P.	0,120	0,137	0,120	0,088	0,143	0,162	0,143	0,088

Dans ce cas : $\frac{n' - n''}{n' + n''} \approx 1 + 1,8 \cdot 10^{-4}$.

Ici le système après pompage optique, est « émissif » et en fait correspond à une température négative de $0,12^\circ \text{K}$.

En illuminant la vapeur alcaline avec une lumière de résonance non polarisée, on peut produire un alignement de l'axe atomique, c'est-à-dire une concentration des atomes dans les états ayant le moment maximum (39) (40) (51). D'où également, une différence de populations entre les états $m_F = 0$ qui peut être utilisée pour améliorer la détection de la transition hertziennne.

Nous avons utilisé ces trois méthodes de pompage optique et les résultats expérimentaux sont décrits pages 996 et 997.

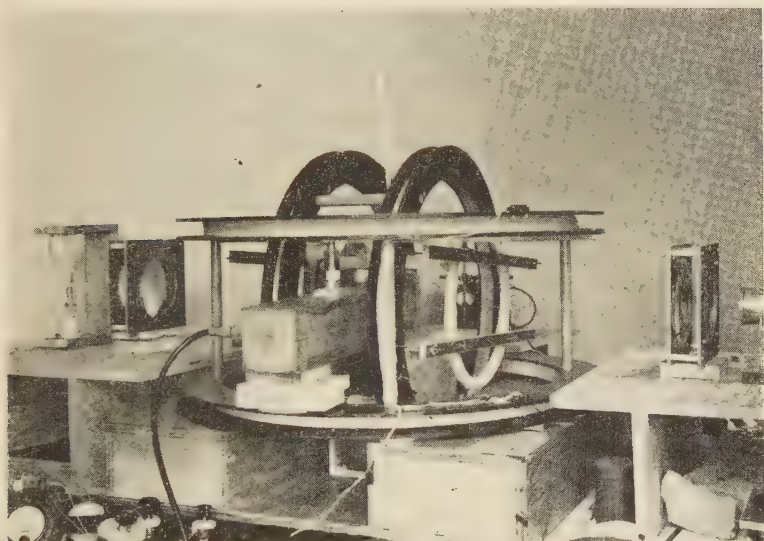
Nous allons maintenant examiner l'effet des gaz tampons sur l'orientation d'une vapeur alcaline dans une cellule à gaz. Le gaz tampon a été introduit à l'origine, pour réduire l'effet Döppler (p. 978). Mais les effets de dépolarisation des radiations de résonance par ces gaz sont bien connus (51) (58). Les molécules du gaz tampon peuvent introduire deux effets différents sur l'orientation atomique dans l'état fondamental :

a) une désorientation par chocs, semblable à celle observée dans l'état excité,

b) un effet « tampon », c'est-à-dire une protection des atomes orientés contre les chocs avec les parois de la cellule.

On peut montrer qu'il n'y a pas beaucoup de désorientations des atomes à l'état fondamental (44). Mais si les atomes conservent leur

orientation dans leurs chocs avec les molécules du gaz tampon, la lumière incidente peut les orienter plus longtemps avant qu'ils n'atteignent les parois, et de cette façon, le gaz tampon accentue l'orientation. La variation du facteur d'amplification en fonction de la pression du gaz tampon (9) (20) (26) (36) est une courbe qui passe par un maximum à environ 0,3 mm Hg ; à une pression de 1 mm Hg, l'amplification est réduite au 1/4. L'allure de cette courbe s'explique en admettant



Montage de laboratoire pour le pompage optique et la détection optique des transitions de Na^{23} en haute fréquence.

qu'à basse pression l'effet principal de relaxation est dû aux chocs des atomes orientés contre les parois. La diminution de l'orientation à pression élevée est due, probablement, à une désorientation dans l'état excité (9) (20) (26) (36). A pression élevée, les conditions du pompage optique sont modifiées. On peut montrer que, lorsque la pression du gaz tampon est élevée, et la source de lumière telle que les deux raies D_1 et D_2 aient la même intensité, tous les sous-niveaux magnétiques dans l'état fondamental sont également peuplés ; l'efficacité du pompage optique tend vers zéro. En revanche, on a démontré (28) que cela n'aura pas lieu si les intensités des deux raies D_1 et D_2 sont différentes et on a même suggéré d'utiliser les deux raies avec des polarisations circulaires opposées (44).

Dans la réalisation d'une cellule à gaz comme étalon de fréquence, nous nous sommes servi de quelques-unes de ces idées afin d'utiliser le gaz tampon à des pressions relativement élevées sans perdre l'efficacité du pompage optique.

Méthodes utilisant le pompage optique et la détection optique des transitions hertziennes. — La détection optique des résonances en radiofréquences a été utilisée dès 1949 (12) (59) et la méthode de la double résonance a été appliquée au début à l'étude de la résonance des états excités optiquement (15) (16) (18). Nous avons vu que par le pompage optique il est possible de changer les populations entre les divers niveaux hyperfins. Mais on peut aussi détecter les transitions de haute fréquence par les changements d'intensité ou de polarisation de la lumière émise (13) (43). Cette méthode a été utilisée pour l'étude de l'orientation des atomes de sodium dans un jet atomique (17) (39) (40) (43) ou dans la vapeur saturante (5) (10) et a conduit à la découverte des transitions à plusieurs quanta (17) (19) (20) (72), à l'étude de l'effet des gaz tampons (9) (20) (26) (36) et à l'étude détaillée de la résonance des sous-niveaux Zeeman. Une étude semblable a été faite pour le césium (67) complétée récemment par l'étude des résonances hyperfines en haute fréquence (29).

Toutes ces méthodes de détection optique sont basées sur la mesure de la polarisation de la lumière diffusée, dans une détection à angle droit par rapport à la direction de propagation de la lumière excitatrice. La méthode utilise un montage en pont équilibré avec des photomultiplicateurs d'électrons très sensibles qui, dans le cas du césium, par exemple, doivent être refroidis à -40°C . La méthode a le grand avantage d'annuler la modulation ou le bruit parasite dans la lumière d'excitation.

Une modification dans la méthode de détection optique a été récemment proposée (28). Dans cette méthode l'orientation des atomes, dans une cellule à gaz, est décelée par la mesure de l'intensité de la lumière de résonance après passage au travers de la cellule. La méthode a été appliquée à l'étude des longs temps de relaxation du spin des atomes de sodium polarisés optiquement (28), à la détection des transitions dans les niveaux hyperfins du potassium, du sodium et du césium (2) (8). La méthode peut être décrite de la façon suivante dans le cas de la détection des résonances de haute fréquence.

Quand les atomes de sodium sont excités par une lumière de résonance polarisée, circulairement, à mesure qu'un nombre suffisant de quanta polarisés circulairement sont absorbés, les sous-niveaux magnétiques les plus absorbants se vident au profit des niveaux moins absorbants jusqu'à ce qu'une saturation de la polarisation soit atteinte (pompage optique). Mais tandis que ce processus a lieu, l'intensité de la lumière transmise, augmente par rapport à sa valeur initiale (28). L'effet de la résonance hertziennne est d'égaliser les populations des deux niveaux $m_1 = 0$ et ce changement de population se traduit par un changement dans l'intensité de la lumière transmise, le maximum ayant lieu au centre de la résonance. L'avantage d'une telle méthode de détection est que les signaux obtenus sont assez intenses pour qu'on puisse

utiliser une simple cellule photoélectrique, et bien souvent, un montage en pont n'est pas nécessaire si on prend soin de réduire le bruit ou les modulations parasites dans la lumière d'excitation.

Des perfectionnements à la méthode ont été apportés récemment. Par exemple, de la vapeur de césium diffusant dans un gaz tampon a été irradiée par de la lumière ayant des intensités différentes pour les deux composantes hyperfines de la raie d'absorption du césium $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$, c'est-à-dire les raies $8521,0$ et $8521,2$ Å. Cela produit un pompage entre l'un et l'autre des niveaux hyperfins $6S_{1/2}$. L'absorption d'ondes hertziennes à la fréquence de résonance ($\sim 9\,192$ MHz) est détectée par un accroissement de la lumière diffusée (7). Dans le cas de la résonance du Rubidium 87 on a proposé aussi (A. Kastler, T. R. Carver, P. Bender et autres) d'utiliser une source lumineuse contenant surtout du Rubidium 85 pour pomper du niveau $F=2$ vers le niveau $F=1$, ou, en interposant entre la source lumineuse et la cellule au Rb^{87} , un filtre absorbant de Rb^{85} , on doit favoriser le pompage inverse de $F=1$ vers $F=2$, et on doit pouvoir obtenir dans les deux cas, une bonne détection de la transition $m_F=0 \rightarrow m_F=0$ soit en absorption, soit en émission induite.

La méthode optique de détection des transitions hyperfines dans le domaine de la haute fréquence s'est révélée plus sensible que la méthode de détection utilisant une cavité résonnante et un récepteur haute fréquence. Cela est peut être dû au fait que le quantum d'énergie associé au photon optique est bien plus grand que le quantum d'énergie en haute fréquence. Dans la suite de ce travail nous avons utilisé presque exclusivement la méthode de détection optique parce que la simplicité de cette méthode paraissait pouvoir nous conduire à la réalisation d'un étalon de fréquence compact et pratique.

CHAPITRE V

Résultats expérimentaux.

Nous allons maintenant décrire les résultats expérimentaux obtenus dans l'application de la méthode de la double résonance à la réalisation d'étalons de fréquence.

Le choix de l'atome alcalin le mieux adapté pour cet usage dépend de plusieurs facteurs, à la fois pratiques et théoriques. Par exemple, pour des raisons pratiques, le césium paraît être le plus indiqué parce que la fréquence de résonance est la plus élevée, d'où réduction des dimensions des guides d'ondes ou de la cavité résonnante. La masse élevée du césium contribue en outre à une réduction appréciable de

l'effet Döpler. Cependant, les effets de déplacement de la fréquence de résonance, dus à la pression des gaz tampons, sont beaucoup plus importants pour le césium que pour le sodium, et il peut se faire que le sodium se prête davantage à la réalisation d'horloges atomiques de plus grande précision. Par ailleurs Rb^{87} aurait l'avantage pratique d'être utilisé à une température intermédiaire entre les températures d'emploi du sodium ou du césium (autour de 50°C) et de pouvoir être pompé efficacement par l'artifice décrit dans les pages précédentes. Pour faire un choix éclairé parmi les divers métaux alcalins nous avons étudié en détail le sodium et le césium, tandis que des expériences analogues se poursuivaient à Princeton University avec le Rubidium 87.

Afin de faire ressortir les avantages de la méthode de la double résonance, nous décrirons d'abord les résultats expérimentaux obtenus dans la détection des transitions hyperfines de haute fréquence dans la vapeur saturante de Na^{23} , par des méthodes purement radioélectriques. Nous décrirons ensuite l'application de la méthode de la double résonance dans les cellules à gaz contenant du sodium ou du césium. Finalement nous donnerons quelques résultats préliminaires obtenus avec des horloges atomiques au sodium et au césium.

Étude du sodium. — Méthode de détection purement radioélectrique. — Appareillage : Le principe du spectroscope à haute fréquence utilisé dans ces expériences a été déjà décrit page 983. La figure 1 montre les

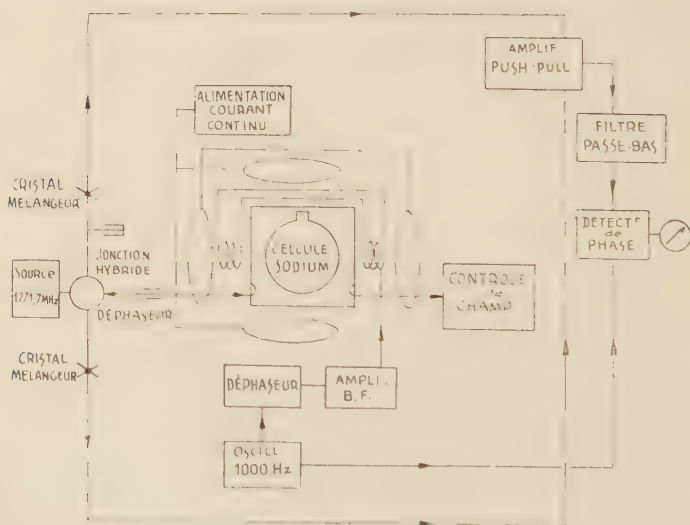


Fig. 1. — Spectroscope pour l'étude des transitions hyperfines haute fréquence de Na^{23} .

éléments essentiels de ce dispositif : la source de haute fréquence, la cavité résonnante et la cellule à gaz, les champs magnétiques de modulation et le récepteur haute fréquence.

La source de haute fréquence partait d'un oscillateur à quartz à 27 MHz, suivi d'une chaîne de multiplication jusqu'à 1 771,6 MHz avec une puissance de sortie de l'ordre de 5 milliwatts. Il était possible de régler légèrement la fréquence de l'oscillateur à quartz. La cavité résonnante était un cylindre droit excité dans le mode H_{011} . On a choisi ce mode parce qu'il permet de pratiquer des fentes dans la paroi de la cavité, dans le sens du courant, sans trop détériorer le facteur de surtension Q . Ces fentes laisseront le passage à la lumière d'excitation dans les expériences ultérieures de pompage optique (pour la cavité vide à 30° C : $Q_0 \approx 12\,000$; pour la cavité et la cellule au sodium à 250° C : $Q_0 \approx 1\,000$; $Q_L \approx 400$, coefficient de couplage 1,6). La cellule au sodium était cylindrique (10 cm de diamètre, 10 cm de hauteur) en verre 707 à faible coefficient de perte haute fréquence, recouverte intérieurement d'un glacié pour éviter le brunissement dû au sodium aux températures élevées (un jet d'air chaud maintenait la cellule à une température d'environ 220° C). La cellule au sodium était remplie d'argon spectroscopiquement pur à une pression de 1,5 mm Hg. Le champ magnétique était produit par des bobines d'Helmholtz, et les champs magnétiques parasites ont été soigneusement éliminés. Le récepteur haute fréquence à cristaux détecteurs est d'un type courant ainsi que l'amplificateur et le détecteur de phase (32).

D'après l'évaluation précédente du signal obtenu dans la résonance hyperfine du sodium, avec ou sans pompage optique, on peut estimer le rapport signal/bruit à la sortie du récepteur haute fréquence. Si l'on définit le facteur de bruit F :

$$\left(\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}\right)_{\text{sortie}} = \frac{1}{F} \left(\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}\right)_{\text{entrée}} \quad (6-1)$$

on a :

$$\left(\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}\right)_{\text{sortie}} = \frac{1}{F} \frac{P_s}{4kT\Delta f}.$$

Mais en remplaçant P_s par l'expression donnée par (4-10) :

$$\left(\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}\right)_{\text{sortie}} = \frac{P_0(Q^2/4\pi^2)\lambda^2\gamma^2}{F \times 4kT\Delta f} \quad (6-2)$$

où Δf est la largeur de bande de l'amplificateur (avec des amplificateurs « lock-in » (32) des largeurs de bande de 1 hertz, ou moins, sont courantes). Si nous substituons les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} P_0 &= 10^{-4} \text{ watt} & Q &\approx 10^3 \\ \lambda &\approx 16,9 \text{ cm} & \gamma &\approx 3 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^{-1}, \\ kT\Delta f &= 4 \cdot 10^{-21} \text{ watt/Hz à } 300^\circ \text{ K}, \end{aligned}$$

il vient :

$$\left(\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}\right)_{\text{sortie}} = \frac{4 \cdot 10^5}{F}$$

c'est-à-dire si :

$$10 \text{ dB} < F < 30 \text{ dB.}$$

$$26 \text{ dB} < \left(\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}\right)_{\text{sortie}} < 46 \text{ dB.}$$

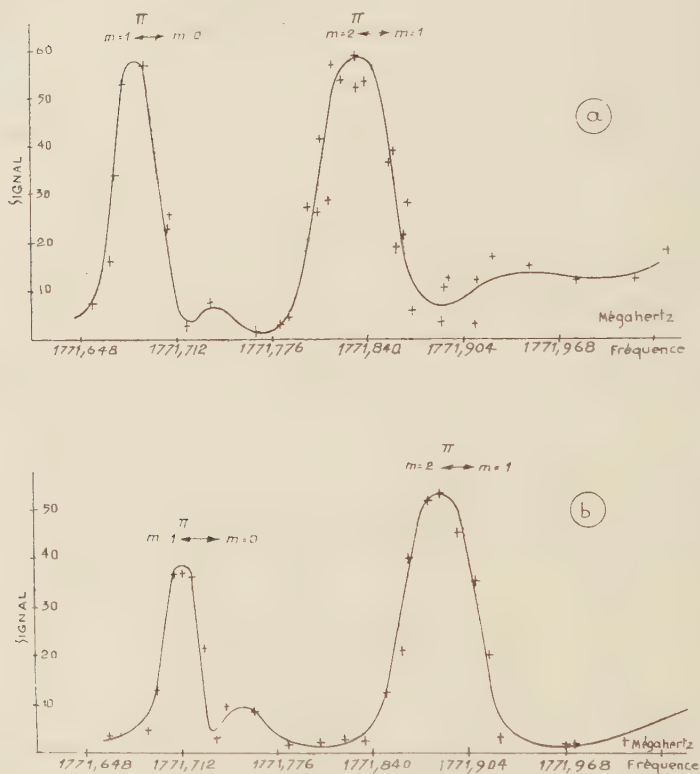


Fig. 2. Spectre partiel de Na^{23} .

Une mesure de la sensibilité du système complet nous a donné un minimum de puissance détectable de l'ordre de 165 à 170 dB au-dessous d'un watt ; cependant, cette sensibilité se trouvait parfois réduite par suite de couplages magnétiques parasites et un grand soin a dû être apporté au blindage des câbles de liaison entre appareils.

Le rapport signal/bruit de la détection a été de l'ordre de 20 à 1 pour une largeur de bande de l'amplificateur de 0,1 Hz. La figure 2

montre le tracé d'une partie du spectre de Na^{23} . En faisant varier le champ magnétique statique, il est possible de déplacer le spectre sur l'échelle des fréquences (fig. 2a et 2b). Par l'analyse des spectres de ce genre, on a déterminé la fréquence centrale des transitions $\Delta F = 1$. Les résultats sont indiqués sur la figure 3. Aux erreurs expérimentales près les points s'alignent sur deux droites correspondant aux transitions $\pi : m = 1 \rightarrow m = 0$ et $m = 2 \rightarrow m = 1$ avec des pentes respectives de 0,7 MHz et 2,1 MHz par gauss. Le point d'intersection de ces droites avec l'axe des fréquences définit la valeur f_0 de la fréquence

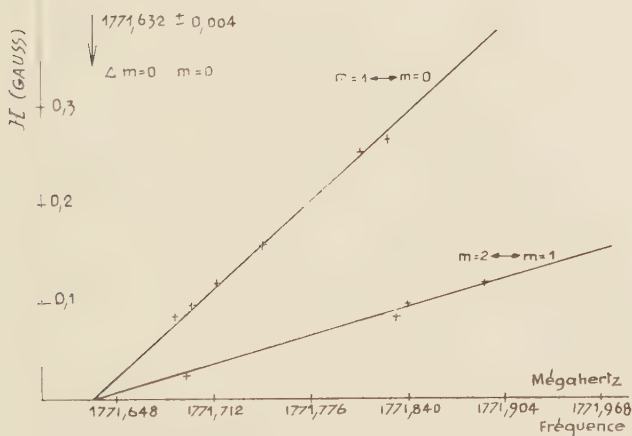


Fig. 3. — Résonances π de Na^{23} .

hyperfine. L'erreur principale dans cette détermination de f_0 provient de l'erreur systématique faite dans l'évaluation du champ magnétique. En tenant compte de ces erreurs on trouve finalement :

$$f_0 = 1\,771,632 \pm 0,005 \text{ MHz.}$$

Cela en bon accord avec la valeur trouvée par les mesures utilisant les jets atomiques (46) (47) (54) :

$$f_0 = 1\,771,631 \pm 0,002 \text{ MHz}$$

ou une cellule d'absorption (17) :

$$f_0 = 1\,771,63 \pm 0,15 \text{ MHz.}$$

Nous verrons que la valeur trouvée par ces mesures est légèrement supérieure à la valeur obtenue par la méthode de la double résonance utilisant la transition $\Delta F = 1$, $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$. Cependant la valeur

obtenue dans ce dernier cas est certainement plus précise car l'effet du champ magnétique est beaucoup moins prononcé.

La détection des lignes τ par cette méthode n'a pas été très bonne et en particulier la détection de la raie $\Delta F = 1$, $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$ a été très faible, le rapport signal/bruit à la sortie de l'amplificateur n'excédant pas une valeur de 2 ou 3 à 1, et il était très difficile de tracer avec précision le contour de cette raie.

Avec un rapport signal/bruit aussi faible, il serait presque impossible d'utiliser une cellule à gaz pour un étalon de fréquence. Cependant nous avons pu faire un certain nombre d'observations intéressantes.

a) SECTION EFFICACE DE COLLISIONS. — Par suite de la sensibilité de la fréquence des raies au champ magnétique, la largeur de celles-ci varie avec l'amplitude de la modulation magnétique. Mais par extrapolation on peut déterminer la largeur des raies, indépendamment de l'effet d'élargissement dû à la modulation. On trouve ainsi une largeur des raies de l'ordre de 4 kHz. Si l'on suppose l'effet Doppler négligeable, par suite de la présence du gaz tampon, et si l'on admet que les chocs avec échange d'électrons sont le facteur de relaxation le plus important, nous pouvons définir une section efficace de collision σ telle que :

$$\frac{1}{T} = \Delta\omega = vN\sigma$$

où T est le temps moyen entre deux chocs,

$\Delta\omega$ la largeur de la raie en radians,

v la vitesse moyenne thermique des atomes alcalins,

N le nombre d'atomes de sodium par centimètre cube.

Si nous supposons $N \approx 8 \cdot 10^{12}$ atomes/cm³, correspondant à une température de 260° C, et une pression de vapeur de 10^{-4} mm Hg, alors pour $v = 6 \cdot 10$ cm.sec⁻¹ et $\Delta\omega = 2 \times 4 \cdot 10^3$, on trouve :

$$\left| \sigma \approx 5 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2 \right|$$

b) EFFET DE LA TEMPÉRATURE. — Il a été étudié sur l'intensité du signal de détection dans le cas de la transition $\Delta F = 1$, $m_F = 2 \rightarrow m_F = 1$, entre 160° C et 200° C (pression de vapeur entre 10^{-5} et $6 \cdot 10^{-3}$ mm Hg). Les résultats sont indiqués sur la figure 4.

c) SATURATION. — L'intensité du signal détecté en fonction de la puissance haute fréquence incidente sur la cavité a été aussi étudiée. Les résultats sont donnés sur la figure 5. La saturation apparaît quand le champ de haute fréquence est tel que :

$$H = 1/\gamma T$$

où $\gamma = 1,7 \cdot 10^7$ Hz/gauss est le rapport de la vitesse angulaire de

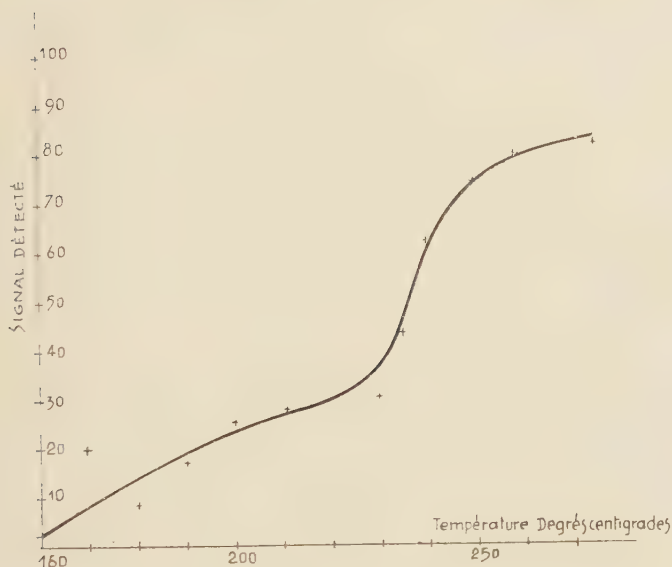


Fig. 4. — Intensité du signal en fonction de la température.

Larmor au champ magnétique, et $T = 1/\Delta\omega$ l'inverse de la largeur de raie. Dans ce cas la puissance incidente est :

$$P_i = \frac{1}{8\pi} \bar{H}^2 \frac{V\omega}{Q} = \frac{V\Delta\omega^2}{4\gamma^2 Q}.$$

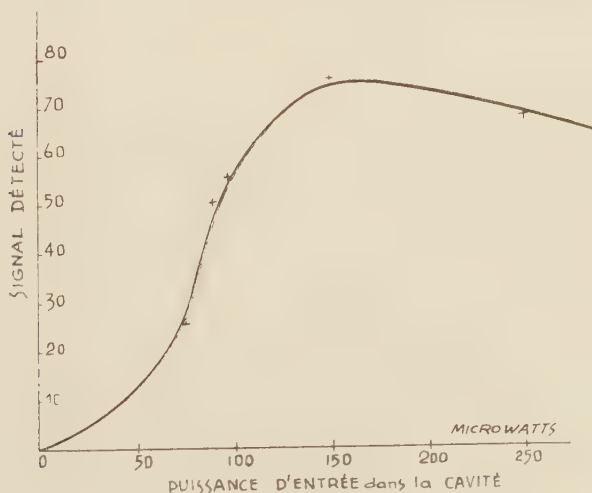


Fig. 5. — Effet de la saturation.

Si nous supposons $f = 1\,771 \cdot 10^9$, $\Delta\omega = 2\pi \times 4 \cdot 10^3$, $Q \approx 900$, $V \approx 10^3$, alors :

$$P_i \approx 120 \text{ microwatts.}$$

Dans les expériences de la figure 5, la saturation commence à apparaître pour $P_i \geq 120$ microwatts, ce qui est en bon accord avec la valeur théorique. Cela correspond à un temps de relaxation : $T = 40$ microsecondes. Cette valeur est à comparer avec les temps de relaxation beaucoup plus longs (de l'ordre de la milliseconde ou plus) trouvés dans le cas des cellules à gaz opérant à des températures beaucoup plus basses grâce à l'emploi de la méthode de la double résonance (cf. section, p. 997).

Méthode de pompage optique et de détection radioélectrique. — Nous avons vu qu'à la température de 250°C , le rapport signal/bruit de la détection de la transition : $\Delta F = 1$, $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$ n'était que de l'ordre de 3 à 1 au plus. A cette température élevée le pompage optique est inefficace par suite du grand nombre de collisions qui désorientent les atomes. Si nous abaissons la température à environ 120°C (pression de vapeur de sodium : 10^{-6} à 10^{-7} mm Hg) le nombre d'atomes de sodium est réduit de $8 \cdot 10^{12}$ à $8 \cdot 10^9$ atomes par centimètre cube, et le signal se trouve réduit par un facteur de 10^4 . Le pompage optique peut produire une amélioration du signal détecté de l'ordre de 60 dB (cf., p. 984) mais, même dans ces conditions favorables, le rapport signal/bruit de la détection reste toujours de l'ordre de 3 à 1, valeur insuffisante pour le bon fonctionnement d'une horloge atomique. Il est alors nécessaire de multiplier par 10, au moins, la sensibilité du spectroscopie à haute fréquence. Nous avons, dans ce but, modifié le spectroscopie de manière à utiliser une méthode d'impulsions, dans laquelle on utilise une émission induite du sodium au lieu de l'absorption (65). Nous avons pu obtenir ainsi des sensibilités de l'ordre de 10^{-18} watt, soit environ 10 à 15 dB plus élevées que la sensibilité du spectroscopie précédent. Ce spectroscopie n'a pas été très utilisé dans notre travail parce que les méthodes de détection optique, qui étaient développées simultanément, se sont montrées beaucoup plus sensibles et beaucoup plus simples à utiliser : elles ne nécessitaient pas de cavité résonnante à facteur de surtension élevé, ni de cristaux mélangeurs, ni d'amplificateurs à moyenne fréquence et à impulsions, etc. Cependant le spectroscopie à impulsions a été développé et utilisé par d'autres (23) dans l'étude du Rubidium 87. Ils ont obtenu une amélioration du signal dans le rapport de 1 à 10 (en volts) quand le pompage optique est utilisé. Cette amélioration n'est pas aussi grande qu'on pourrait l'espérer, mais cela est dû, probablement à la pression de vapeur relativement élevée à laquelle la cellule fonctionnait (environ 10^{-5} mm Hg). A la température de $289\text{--}300^\circ \text{C}$, la largeur des raies était de l'ordre de

75 à 100 hertz avec un rapport signal/bruit de l'ordre de 4 à 1. A une température légèrement supérieure, la largeur de la raie était de 150 hertz et le rapport signal/bruit de l'ordre de 30 à 1 (23).

Méthode de pompage optique et détection optique des transitions hyperfines de Na^{23} . — Afin d'obtenir des raies aussi fines que possible nous avons utilisé des pressions de gaz tampon relativement élevées (au dessus de 1 mm) ainsi qu'il avait été suggéré par des expériences précédentes (28). Dans ce cas, le pompage optique reste efficace mais les conditions de pompage sont modifiées par rapport au cas des faibles pressions (9) (20) (26) (36). A pression élevée, il y a une désorientation presque complète des atomes dans l'état excité, et le pompage optique ne reste efficace que s'il y a une différence dans l'intensité des deux raies D qui excitent les atomes à partir des niveaux $m_F = 0$. Cette différence d'intensité peut être produite, par exemple, en séparant les deux raies D_1 et D_2 par un filtre interférentiel et en utilisant seulement la raie D_2 (5 890 Å), ou encore en utilisant D_1 et D_2 avec des polarisations circulaires en sens inverse (44). Le filtrage peut être aussi réalisé dans la cellule au sodium elle-même dans les premières couches absorbantes de la vapeur de sodium illuminée par une lampe de résonance. C'est probablement ce procédé qui a fourni la différence d'intensité nécessaire, car dans nos expériences avec le sodium, nous n'avons pas utilisé de filtre interférentiel ; cela peut d'ailleurs aussi bien se produire dans la lampe de résonance utilisée.

Avant de détecter la transition hyperfine de haute fréquence $\Delta F = 1$, $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$, nous avons fait un certain nombre d'observations intéressantes :

a) Nous avons mesuré, dans notre cellule, *le temps de relaxation des spins* d'atomes de sodium polarisés optiquement (28). Dans ces expériences, la cellule à sodium était la même que celle décrite p. 990. La température de la cellule était maintenue aux environs de 120° C. La source de lumière excitatrice était une lampe spectrale Osram alimentée en courant continu. La lumière transmise au travers de la cellule au sodium était focalisée sur une cellule photoélectrique à gaz du type 927, suivie d'un amplificateur à large bande. Le champ magnétique terrestre dans la région de la cellule était annulé par un système de bobines d'Helmholtz et un champ magnétique d'environ 0,5 gauss était appliqué parallèlement à la direction de la lumière par une bobine supplémentaire, alimentée par un circuit à faible constante de temps. La lumière excitatrice était polarisée circulairement. La méthode de mesure des temps de relaxation est décrite dans la référence 23. Les résultats obtenus dans nos expériences sont indiqués sur la figure 6. Quand le champ magnétique est brusquement inversé en direction, il y a un changement brusque de l'intensité de la

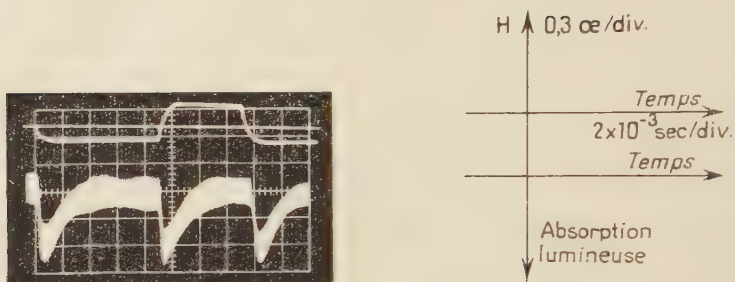


Fig. 6. — Mesure des temps de relaxation d'atomes de Na^{23} polarisés optiquement.

lumière transmise, suivie d'une remontée lente due à l'effet des phénomènes de relaxation dépolarisants. Dans ce cas particulier, la pression du gaz tampon argon était de l'ordre de 1 mm Hg et des temps de relaxation de l'ordre de $2,5 \cdot 10^{-3}$ seconde ont été mesurés, en répétant l'expérience avec des intensités lumineuses différentes (28). Le champ magnétique était inversé assez rapidement de façon que la polarisation des atomes et leur aimantation suivent le changement d'une façon adiabatique. La figure 7 montre un exemple où le champ magnétique

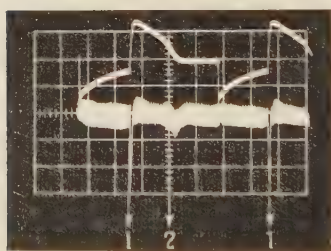


Fig. 7 a.

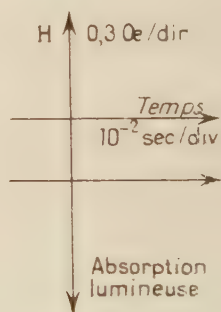


Fig. 7 a.

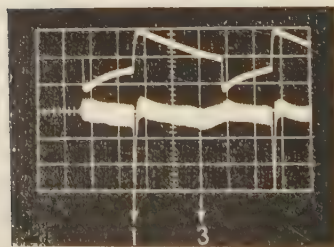


Fig. 7 b.

Fig. 7 a et b.

Relaxation d'atomes de Na^{23} polarisés optiquement.

a été inversé avec plus de lenteur, permettant une dé-orientation plus rapide par les relaxations (sur la figure 7 *a* l'impulsion d'intensité est très forte en 1 où le champ varie au taux de 0,9 gauss par milliseconde, elle est plus faible en 2 où le champ ne varie que de 0,05 gauss par milliseconde, et sur la figure 7 *b* l'impulsion d'intensité en 3 est à peine visible et le champ magnétique varie un taux de 0,01 gauss par milliseconde).

Outre la mesure des temps de relaxation, la méthode du champ inversé permet très utilement d'effectuer divers réglages qui assurent le maximum d'efficacité au pompage optique : température, intensité lumineuse, champ magnétique, optique, etc.

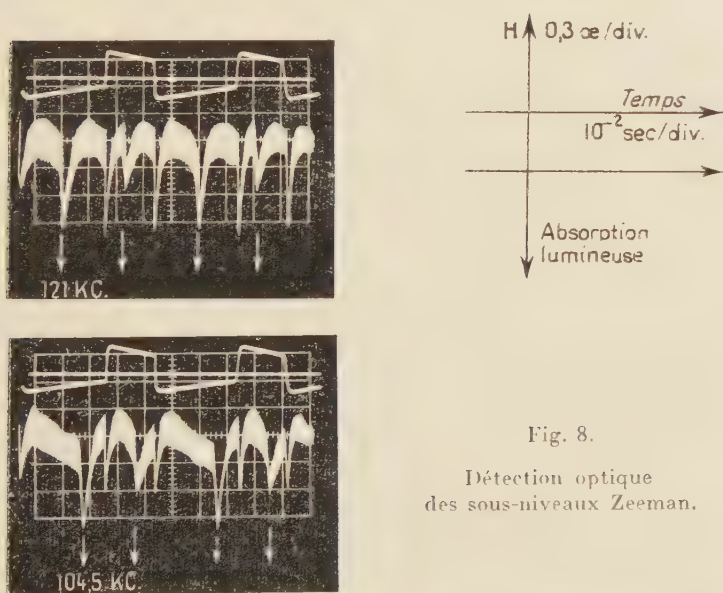


Fig. 8.

Détection optique
des sous-niveaux Zeeman.

b) Cette méthode de détection permet aussi d'étudier très facilement les *sous-niveaux Zeeman* ($\Delta F = 0$, $\Delta m_F = \pm 1$). A cet effet, une bobine de champ magnétique, avec son axe perpendiculaire à la direction de propagation de la lumière, est parcourue par un courant de radiofréquence tandis qu'on fait varier linéairement l'intensité du champ magnétique horizontal, parallèle à la direction de la lumière.

Quand la condition de résonance : $f = \frac{\mu}{h} H = 0,7 \text{ MHz/gauss}$ est satisfaite, une impulsion d'intensité lumineuse est détectée à la sortie de l'amplificateur photoélectrique (cf. fig. 8). On peut ainsi étudier facilement la largeur des raies dans des conditions variées. Par exemple, pour $f = 121 \text{ kHz}$, avec une cellule au sodium contenant de l'argon à une

pression de 50 mm, et à une température de 120°C , la largeur de raie était de 5 kHz, et probablement élargie par les effets de saturation et d'inhomogénéité du champ. Nous verrons que l'on peut obtenir des raies extrêmement fines (150 Hz). Enfin, on peut encore avec cette méthode, calibrer, de façon simple et précise, le champ magnétique dans la région de la cellule, et nous avons utilisé cette méthode pour la mesure des transitions hyperfines.

c) Pour la *détection des transitions hyperfines de haute fréquence* $\Delta F = 1$, $\Delta m_F = \pm 1$, on fait traverser un faisceau de lumière polarisée circulairement la cellule au sodium et est focalisée sur une cellule photoélectrique. La cellule au sodium est également irradiée en haute fréquence

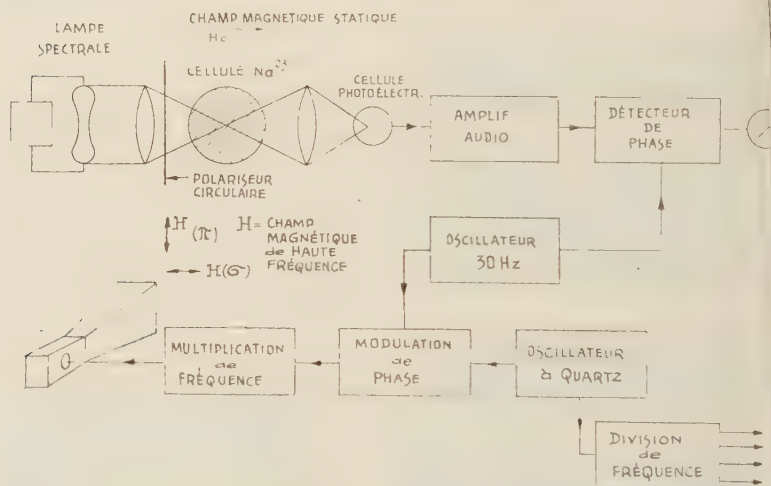


Fig. 9. — Pompage optique et détection optique des transitions hyperfines de haute fréquence.

rayonnée par un cornet, avec une polarisation convenable pour induire de préférence les transitions σ ou π . La haute fréquence tend à égaliser les différences de population des deux niveaux $m_i = 0$, produites par le pompage optique et, à la résonance, un maximum de changement d'intensité de la lumière transmise, se produit. La figure 9 montre un schéma du dispositif expérimental, et la figure 10 est une photographie de l'expérience de laboratoire. La haute fréquence a été obtenue à l'aide d'un cristal oscillateur et d'une chaîne de multiplication de fréquence. La fréquence était mesurée par un compteur électronique contrôlé par la station WWV (Washington) avec une précision de $1/10^6$ à $1/10^7$ durant une période de quelques minutes. Les signaux, à la sortie de l'amplificateur photoélectrique étaient suffisamment intenses pour être

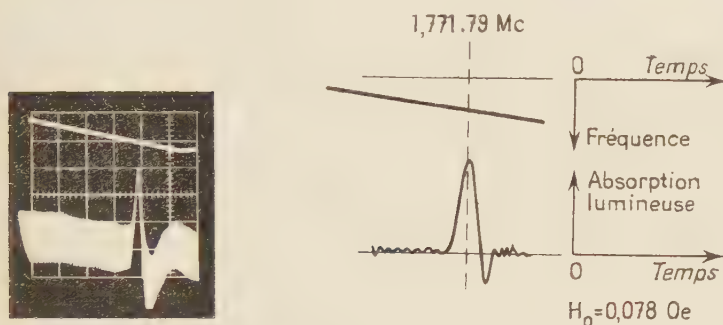


Fig. 11. — Détection optique de $\Delta F = 1$, $m_F = 2 \leftrightarrow m_F = 1$.

observés avec un oscilloscope dont le balayage était synchronisé avec une variation linéaire du champ magnétique ou de la fréquence. La figure 11. montre une photographie de la transition $\Delta F = 1$, $m_F = 2 \rightarrow m_F = 1$ (cette photographie a été obtenue avec un oscilloscope à deux voies : la trace supérieure montre le balayage en fréquence et la trace inférieure reproduit le signal de la transition). Pour le spectre Zeeman obtenu de cette façon la pente des transitions σ ou π est de 0,7-1,4-2,1 MHz par gauss. Dans ces expériences, la largeur de la raie de résonance était élargie par les effets de saturation et d'inhomogénéité du champ. Quand on réduit la puissance haute fréquence pour réduire les effets de saturation, le bruit dans un amplificateur à large bande devient prohibitif, et il est nécessaire de détecter les transitions avec un amplificateur « lock-in » (32). A cet effet, l'oscil-

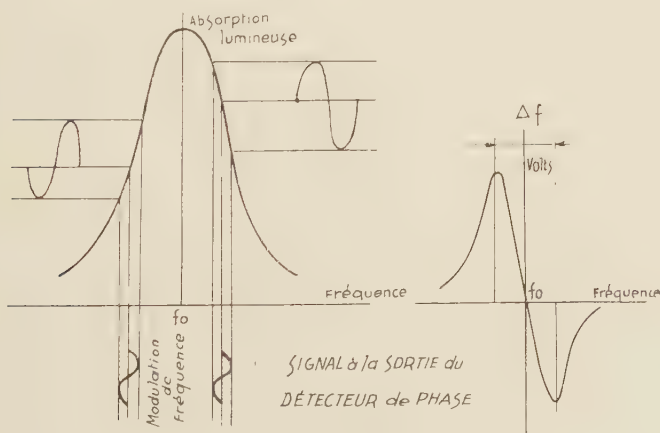


Fig. 12.

lateur de haute fréquence est modulé en fréquence, à 30 Hz avec une faible profondeur de modulation, et le signal de sortie de l'amplificateur photoélectrique est envoyé dans un détecteur de phase de façon à obtenir la dérivée de la courbe de résonance (fig. 12). La figure 13 est une photographie du signal obtenu avec un oscilloscope à deux voies (la trace sinusoïdale dans le haut de la figure est la modulation sinusoïdale qui produit la modulation de fréquence, et celle du bas est le signal détecté à la sortie de l'amplificateur photoélectrique basse fré-

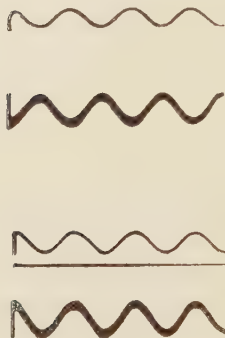


Fig. 13. — Détection optique de $\Delta F = 1$; $m_F = 2 \leftrightarrow m_F = 1$. Signal à la sortie de l'amplificateur photoélectrique.

quence. On notera le changement de phase quand on passe d'un côté à l'autre de la courbe de résonance, et le faible bruit présent dans le signal).

d) Pour la *détection de la transition* : $\Delta F = 1$, $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$ nous avons utilisé le même montage expérimental. La polarisation circulaire de la lumière augmente les populations des niveaux : $F = 2$, $m_F = +2$ ou $m_F = -2$ et, en conséquence, dépeuple inégalement les deux niveaux $m_F = 0$. Cet effet permet la détection de la transition $\Delta F = 1$, $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$ par la même méthode (2) (8), bien que le signal détecté soit bien plus faible (environ 10^3 fois plus faible que les transitions $\Delta F = 1$, $\Delta m_F = \pm 1$). On peut exprimer le rapport signal/bruit de la détection par l'expression (25) :

$$\left(\frac{\text{signal}}{\text{bruit}} \right) = \sqrt{n\tau}$$

où α , est le pourcentage de modulation de la lumière dû à la transition, n , le nombre d'électrons par seconde émis par la cellule photoélectrique,

τ , la constante de temps de l'amplificateur.

Dans le cas du sodium nous avons obtenu les valeurs suivantes :

$n = 6 \cdot 10^{11}$ électrons/seconde :

$$\alpha \approx 10^{-5} \text{ pour } \Delta F = 1, m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$$

$$\alpha \approx 10^{-2} \text{ pour } \Delta F = 1, \Delta m_F = \pm 1$$

ce qui donne :

$$\left(\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}\right) \approx 13,5 \text{ pour la transition } \Delta F = 1, m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$$

et :

$$\left(\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}\right) \approx 13,5 \cdot 10^3 \text{ pour la transition } \Delta F = 1, \Delta m_F = \pm 1.$$

Les résultats expérimentaux vérifient d'assez près ces valeurs théoriques. Avec une cellule au sodium remplie d'argon à la pression de

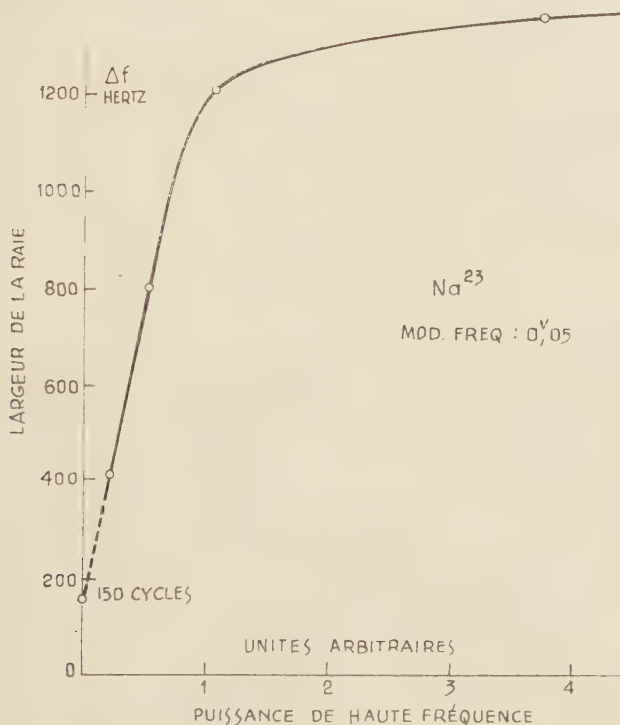


Fig. 14. — Élargissement de la raie dû à la saturation.

1 mm, le rapport signal/bruit était de l'ordre de 30 à 1, quand la largeur de bande de l'amplificateur était réduite à 0,05 hertz. La largeur de la raie dans ces conditions était de 400 hertz.

Le rapport signal/bruit de la détection est aussi influencé par la température de la cellule à vapeur alcaline : une température trop basse, c'est à-dire une tension de vapeur très faible réduit le nombre total d'atomes dans la cellule, tandis qu'une température trop élevée aug-

mente le nombre de collisions et produit aussi une perte de signal par désorientation des atomes. On peut estimer approximativement la tension de vapeur optimum, dans le cas du sodium, par exemple. Si on suppose une surface éclairée de 20 cm^2 dans la cellule à vapeur alcaline, le nombre total de photons qui peuvent être absorbés est de l'ordre de $5 \cdot 10^{14}$ photons par seconde (38). Chaque atome de sodium absorbant à peu près $2,1 \cdot 10^3$ photons par seconde le nombre d'atomes nécessaires pour absorber tous les photons est de l'ordre de $2 \cdot 10^{11}$ atomes. Un volume de vapeur alcaline éclairé de 200 cm^3 correspond à peu près à une concentration de 10^9 atomes/ cm^3 . Cette concentration est obtenue pour une température de la cellule voisine de 150°C . correspondant à une tension de vapeur de 10^{-7} mm . La courbe de résonance a une forme de Lorentz. La largeur de la raie de résonance est modifiée par les effets de saturation et de modulation de fréquence (41) (fig. 14 et 15). Si on extrapole pour un champ nul et une modulation nulle, on trouve une largeur de raie limite de :

$$\Delta_L = 190 \text{ hertz à } 120^\circ \text{C}$$

L'effet des gaz tampons sur le déplacement de la fréquence hyperfine a été aussi étudié (2). Avec de l'argon, à des pressions de 1, 5, 10, 25, 50 et 100 mm on n'a pas observé de variations de fréquence plus grandes que les erreurs de mesure, bien qu'un déplacement vers les basses fréquences de quelques Hz/mm soit possible. Avec le néon, à des pressions de 1, 5, 10, 25 et 50 mm on a trouvé un déplacement de la fréquence hyperfine, *vers les fréquences élevées* de l'ordre de $+ 75$ à 80 Hz/mm . Dans le cas de l'azote, le déplacement est dans le même sens : $+ 100 \text{ Hz/mm}$. Les pressions indiquées sont les pressions de remplissage à la température de 30°C (fig. 16). Une discussion plus complète des déplacements de la fréquence hyperfine en fonction de la pression des gaz tampons sera donnée dans la page 1011.

Quand les mesures de la fréquence hyperfine sont réduites à un champ nul et à une pression de gaz tampon nulle on trouve :

$$f_0 = 1771,6262 \pm 0,0002 \text{ MHz.}$$

Cette détermination de f_0 est environ 10 fois plus précise que la dernière valeur publiée (46) (47) (54) et la précision ici n'a été limitée que par le manque d'un étalon de fréquence de haute précision dans notre équipement de mesure. La valeur obtenue ici est aussi légèrement inférieure à celle obtenue par la méthode des jets atomiques (46) (47) (54).

L'application de la cellule au sodium pour une horloge atomique est décrite dans la page 1017.

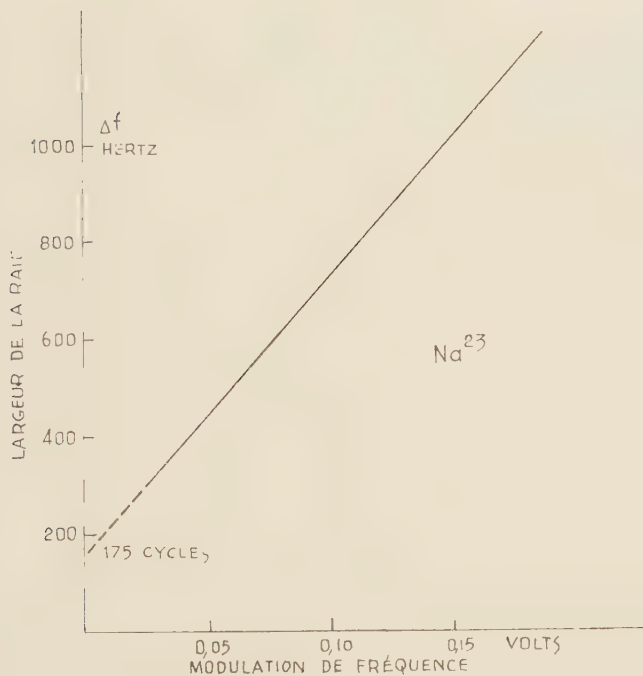


Fig. 15. — Élargissement de la raie dû à la modulation.

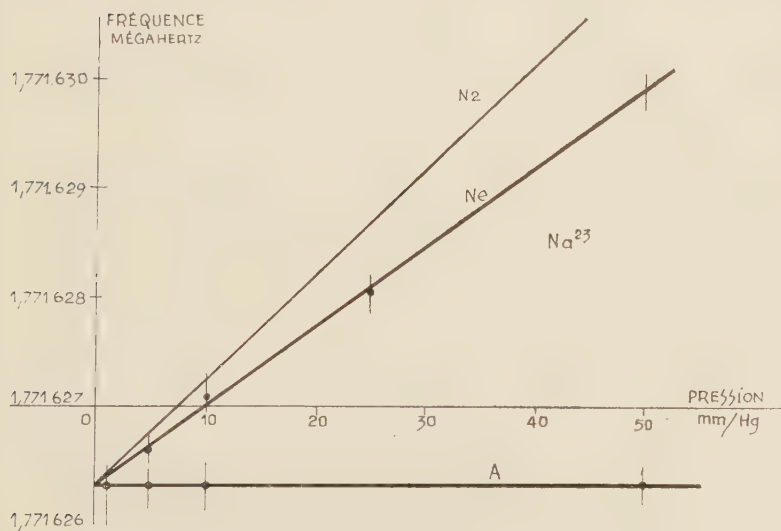


Fig. 16. — Déplacement de la fréquence hyperfine en fonction de la pression des gaz tampons (Na^{23}).

Étude du césium. — Une étude semblable à Na^{23} a été faite avec Cs^{133} . Le dispositif de mesure est presque identique, à l'exception de la source de haute fréquence qui est ici un klystron asservi (« phase-locked ») à un oscillateur à quartz très stable (57). La cellule au césium était un ballon sphérique en verre de 2,5 de diamètre environ, bien que nous ayons utilisé des ballons de 5 et 7,5 cm de diamètre dans certaines expériences. La lumière d'excitation était une lampe spectrale Osram au césium, alimentée par un oscillateur de radiofréquence à 7 MHz. Le reste de l'équipement de mesure (modulateur, amplificateur basse fréquence, détecteur de phase) était identique à celui utilisé pour le sodium. La plupart des mesures ont été faites à la température ordinaire (28° - 30° C).

Nous avons obtenu les résultats suivants :

a) La *mesure des temps de relaxation* (28). Dans un ballon de 2,5 cm de diamètre, avec une pression d'argon 1 mm, nous avons mesuré des temps de relaxation de l'ordre de quelques millisecondes.

b) La *détection des sous-niveaux Zeeman* : à basse fréquence nous a donné des résultats identiques à ceux publiés récemment (13) (67).

c) Les *transitions hyperfines de haute fréquence* $\Delta F = 1$, $\Delta m_F = \pm 1,0$ ont été aussi détectées très facilement, soit par l'observation à l'oscilloscope, soit par l'emploi de l'amplificateur « lock-in ». Avec de la lumière polarisée circulairement et un champ magnétique statique de quelques dixièmes de gauss, dans la direction de propagation de la lumière, et avec le champ magnétique de haute fréquence parallèle au champ magnétique statique, nous avons mesuré les inten-

TABLEAU V

Transitions	Intensités relatives	
	Cs^{133} + argon 5 mm Hg	Cs^{133} + xénon (29) 0,16 mm Hg
4,4 $\longleftrightarrow$ 3,3	60	60
4,3 $\longleftrightarrow$ 3,3	60	4,5
4,3 $\longleftrightarrow$ 3,2	26	14
4,2 $\longleftrightarrow$ 3,2	2	—
4,2 $\longleftrightarrow$ 3,1	6	4
4,1 $\longleftrightarrow$ 3,1	—	—
4,1 $\longleftrightarrow$ 3,0	2	1
4,0 $\longleftrightarrow$ 3,0	1/2 000	—

Par suite de la très grande différence entre les raies 4, 4 $\longleftrightarrow$ 3, 3 et 4, 0 $\longleftrightarrow$ 3, 0 le rapport dans ce dernier cas n'a pas été déterminé avec une très grande précision.

sités relatives pour les transitions : $\Delta F = 1$, $\Delta m_F = -1, 0$, avec un ballon de césium rempli d'argon à la pression de 5 mm. A titre de comparaison nous avons indiqué dans le tableau I, les valeurs des intensités des transitions obtenues par d'autres, avec du césium et du xénon, à la pression de 0,16 mm (29).



Fig. 17. — Cs^{133} . Signal détecté pour la transition $\Delta F = 1$, $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$.



Cs^{133}

L'accord général entre les mesures est assez bon.

d) *Détection de la transition* $\Delta F = 1$, $m_F = 0 \leftrightarrow m_F = 0$. On voit sur le tableau I que la transition $4,0 \leftrightarrow 3,0$ est beaucoup plus faible que les autres transitions, et demande un montage expérimental très soigné pour être détectée dans de bonnes conditions. La figure 17

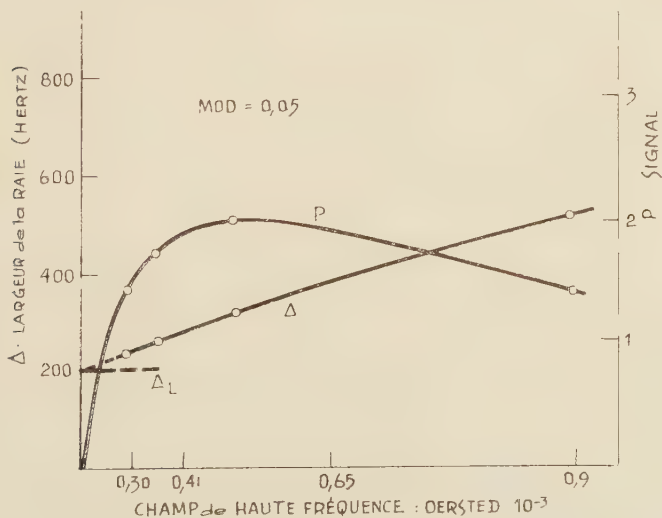


Fig. 18. — Élargissement de la raie dû à la saturation.

montre le signal obtenu avec cette transition, à la sortie du détecteur de phase (le signal, qui est en courant continu, a été haché à 60 Hz et amplifié). On peut remarquer que le rapport signal/bruit est assez bon, et aussi, le changement de phase du signal quand on passe d'un côté à l'autre de la résonance.

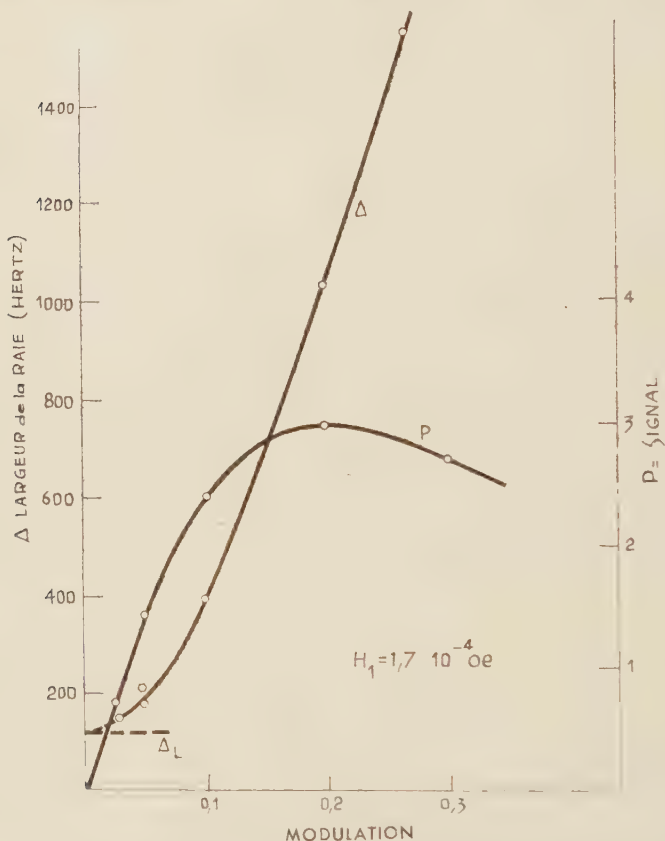


Fig. 19. — Élargissement de la raie dû à la modulation.

Nous avons également remarqué que le rapport signal bruit de la détection reste sensiblement le même quand on utilise de la lumière polarisée circulairement ou de la lumière polarisée linéairement, ou de la lumière non polarisée. Le pompage optique dans ces différents cas doit produire, à ces pressions de gaz tampon relativement élevées, à peu près la même différence de populations entre les niveaux $m_F = 0$.

Nous avons obtenu en outre, un accroissement appréciable du signal

détecté en interposant entre la cellule au césium et la lampe de résonance un filtre interférentiel qui ne laisse passer que la radiation $8521 \text{ \AA}$.

Les figures 18 et 19 montrent, comme dans le cas de Na^{23} , les effets d'élargissement de la raie de résonance dus à la saturation et à la modulation de fréquence (ces courbes se rapportent à un ballon sphérique de césium de 7,5 cm de diamètre, rempli d'azote à la pression de

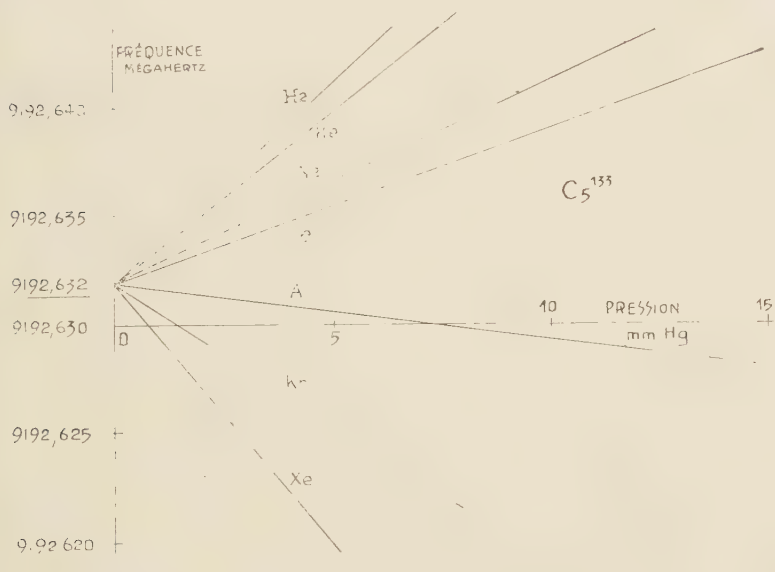


Fig. 20. — Déplacement de la fréquence hyperfine $\Delta F = 1, m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$ en fonction de la pression des gaz tampons.

8 mm). En extrapolant les résultats pour un champ et une modulation nuls on trouve une largeur de raies d'environ *100 hertz ou moins*. Nous avons été limités, dans ces mesures, par la stabilité de notre oscillateur de mesure et le manque d'un étalon de fréquence de haute précision dans notre équipement. Des raies d'environ *40 hertz* ont été détectées tout récemment (6) en utilisant le néon à une pression de 10 mm.

Nous avons étudié également le déplacement de la fréquence hyperfine en fonction de la pression des gaz tampons (3) (6). Les résultats sont résumés sur la figure 20 et les coefficients suivants ont été obtenus : (le signe — se rapporte à des déplacements vers les basses fréquences,

et le signe + à des déplacements vers les fréquences élevées). Les résultats obtenus récemment au National Bureau of Standards (Washington) sont aussi indiqués, à titre de comparaison, dans le tableau II. L'accord entre les mesures est bon, excepté dans le cas de l'hélium (des erreurs ont pu s'introduire en raison de la diffusion facile de l'hélium au travers des parois de verre?)

De ces mesures, on déduit la fréquence hyperfine à champ nul et pression nulle :

$$f_0 = 9192,632 \pm 0,00012 \text{ MHz}$$

en bon accord avec la valeur trouvée antérieurement (33), par la méthode du jet atomique. Nous pensons augmenter la précision de notre mesure en utilisant prochainement un appareil à jet atomique comme étalon de mesure.

TABLEAU VI

Cs ¹³³ + gaz tampon	Déplacement de H. F. Hz/mm Hg	
	(réf. 3)	(réf. 6)
Cs + H ²	+ 1 900	
Cs + He	+ 1 600	+ 1 200
Cs + N ²	+ 880	+ 900
Cs + Ne	+ 650	+ 580
Cs + A.	— 250	— 220
Cs + Kr	— 1 300	— 1 300
Cs + Xe	— 2 400	—

Il est intéressant de comparer les résultats aux mesures d'absorption purement radioélectriques faites il y a quelques années. La valeur publiée à cette époque était :

$$f_0 = 9192,513 \pm 0,03 \text{ MHz}$$

et la largeur de la raie de résonance était de l'ordre de 130 à 200 kHz. Par la méthode de la double résonance nous avons pu améliorer la précision par un facteur 100 tout en réduisant la largeur de la raie dans un rapport de 1 à 1 000.

L'intensité de la transition $\Delta F=1$, $m_F=0 \rightarrow m_F=0$ a été étudiée en faisant varier la pression des gaz tampons entre 1 et 15 mm Hg, dans une cellule de 2.5 cm de diamètre et en utilisant une lumière de résonance non polarisée. Les résultats sont indiqués sur la figure 21. Par suite d'un nombre insuffisant d'observations, les courbes données peuvent être sujettes à caution. Mais un certain nombre de remarques intéressantes peuvent être néanmoins faites.

Bien que l'allure générale de ces courbes soit la même que celle des courbes publiées pour la transition basse fréquence :

$$F = 2, m_F = -2 \rightarrow m_F = 1$$

à basse pression (9) (20) (26) (36), le maximum d'intensité apparaît ici à une pression beaucoup plus élevée (entre 3 et 5 mm au lieu de 0,3 mm). Il est vrai que dans ce cas les conditions de pompage optique sont modifiées (28). On peut expliquer qualitativement l'allure de ces courbes en faisant intervenir les phénomènes d'absorption sélective des

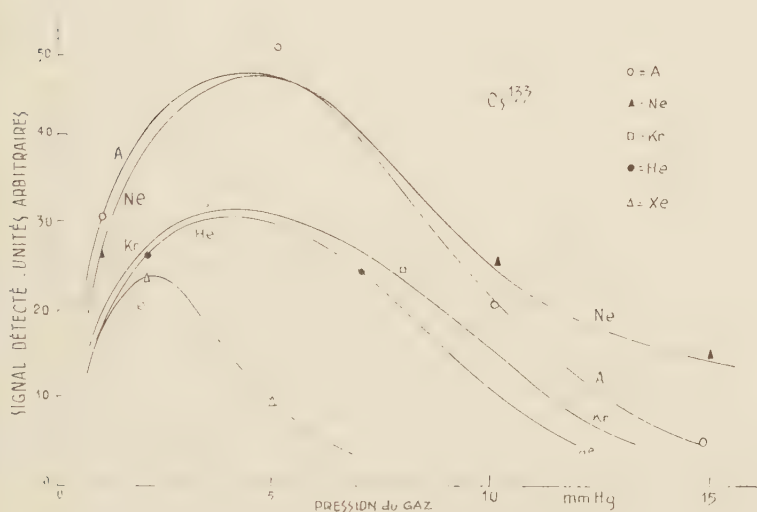


Fig. 21. — Intensité de la résonance $\Delta F = 1, m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$ en fonction de la pression des gaz tampons.

radiations, l'absorption de la lumière par le gaz, la dépolarisation de la lumière par les chocs entre atomes de césium et les molécules du gaz tampon.

Déplacement de la fréquence hyperfine et largeur des raies de résonance en fonction de la pression des gaz tampons. - Déplacement de la fréquence hyperfine. — Il n'y a pas encore de théorie quantitative de ces phénomènes qui ont été mis en évidence assez récemment (2)

(3) (6). L'élargissement des raies dans le domaine hertzien a été signalé dans le cas de l'ammoniac, l'eau et l'oxygène (25). Pour NH_3 , aux pressions élevées, il y a un léger déplacement de la fréquence, vers les basses fréquences, qui est expliqué par une perturbation de la fonction

d'onde quand l'énergie moyenne d'interaction entre les molécules est comparable à l'énergie d'inversion (1) (52). A faible pression, cependant, on n'a pas observé de déplacement de la fréquence des raies d'absorption, et cela est dû à la prédominance des collisions adiabatiques dans le domaine des fréquences hertziennes. Par contre, on a signalé un déplacement de la fréquence des raies d'absorption dans les spectres d'atomes alcalins par différents gaz étrangers (25). Par exemple, dans

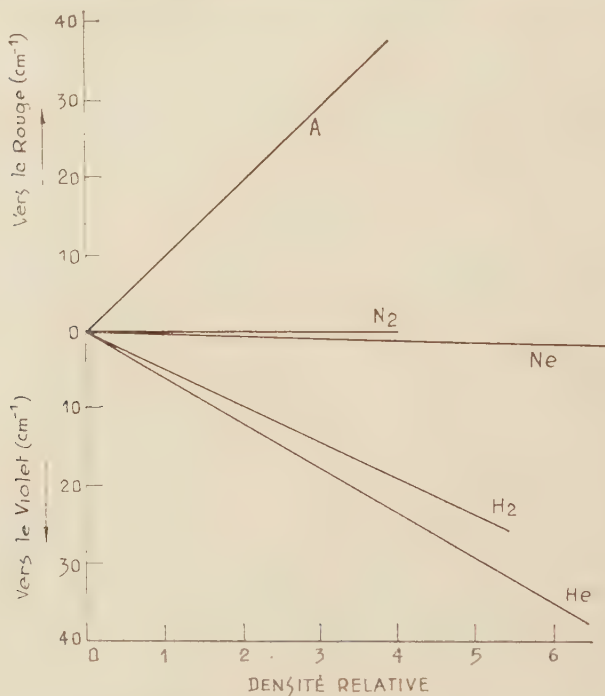


Fig. 22. — Déplacement de la fréquence pour les termes élevés des séries principales des atomes alcalins.

le cas des premiers termes des séries principales (raies de résonance) de K, Na, Rb ou Cs, l'argon ou l'azote produisent un déplacement vers les basses fréquences tandis que l'hélium, dans Cs ou Rb, produit un déplacement vers les hautes fréquences. Pour les termes élevés des séries principales de Na, Rb et Cs, les résultats sont résumés sur la figure 22. L'analogie entre ces courbes et celles de la figure 16 ou figure 20 est frappante, bien que l'ordre de grandeur des déplacements soit différent. Comme hypothèse de départ on pourrait peut-être relier le déplacement observé dans le domaine hertzien aux déplacements des raies de résonance dans le domaine optique (4).

Largeur des raies. — L'effet de la pression des gaz tampons sur la largeur des raies des transitions : $\Delta F = 1$, $\Delta m_F = \pm 1, 0$ ou $\Delta F = 0$, $\Delta m_F = \pm 1$ a déjà été signalée dans le cas du sodium et du césium. Cependant par suite de la dépendance de la fréquence de ces transitions avec le champ magnétique, et de la difficulté de produire des champs très uniformes dans la région d'une grande cellule à gaz, la plupart des largeurs de raies mesurées dans ces expériences étaient attribuées aux effets d'inhomogénéité du champ ; il était difficile d'estimer avec précision l'effet des gaz tampons.

En utilisant la transition $\Delta F = 1$, $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$, on peut éliminer en grande partie les effets d'inhomogénéité du champ. Nous avons vu qu'avec cette transition on a obtenu des raies très fines et en résumé :

— Les raies ont une forme de Lorentz :

— pour Na^{23} à 120°C : $\Delta_L \sim 150$ à 200 hertz ($Q \approx 12 \cdot 10^6$),

— pour Rb^{87} à 29°C : $\Delta_L \sim 75$ à 100 hertz (24) ($Q \approx 80 \cdot 10^6$),

— pour Cs^{133} à 30°C : $\Delta_L \sim 100$ à 125 hertz ($Q \approx 10^8$).

— Dans nos expériences, la largeur limite de la raie Δ_L n'a pas changé d'une façon appréciable en faisant varier la pression du gaz tampon entre 1 mm et 15 mm Hg pour le césium, et n'a pas changé aussi notablement en changeant la nature du gaz tampon (He, A, N_2 , Ne ou He — A, etc.) bien que le signal détecté change avec la nature du gaz (cf. fig. 21). Il n'a pas été possible d'étudier des pressions inférieures à 1 mm Hg car le signal détecté était trop faible pour mesurer avec précision la largeur de la raie.

— Les mêmes résultats ont été obtenus quelle que soit la polarisation de la lumière excitatrice (circulaire, linéaire ou non polarisée), ou encore en séparant les raies $8\,521 \text{ \AA}$ et $8\,943 \text{ \AA}$ dans le cas du césium.

Parmi les causes produisant un élargissement des raies de la transition, la largeur naturelle et les chocs avec échange d'électrons de valence ne sont pas très importants, aux températures considérées dans ces expériences, car la concentration des atomes alcalins est très faible ($< 10^{10}$ atomes/cm³). Avec le pompage optique, cependant, la largeur naturelle de la raie peut être déterminée principalement par l'intervalle de temps entre deux excitations optiques consécutives de l'atome alcalin. Il reste donc à considérer comme facteurs d'élargissement des raies, principalement l'effet Doppler et les chocs (soit chocs entre atomes alcalins et les parois de la cellule, soit chocs entre atomes alcalins et les molécules du gaz tampon).

L'effet Doppler a été étudié déjà page 978 et la formule (4-6) montre que la largeur de la raie est proportionnelle au libre parcours moyen, c'est-à-dire, inversement proportionnelle à la pression du gaz tampon, la largeur des raies mesurée étant au moins 2 à 3 fois la largeur de l'effet Doppler réduit, d'autres phénomènes de relaxation doivent entrer en jeu.

L'effet des chocs. — 1) Chocs des atomes alcalins contre les parois de la cellule. En l'absence de gaz tampon, si nous supposons que la désorientation et l'interruption de la radiation par les parois de la cellule sont les seules causes de relaxation, alors, pour une cellule de 12 cm de diamètre dans le cas de Na^{23} à 120°C , ou pour une cellule de 4 cm de diamètre pour Cs^{133} à 30°C , le temps moyen τ entre les collisions d'un

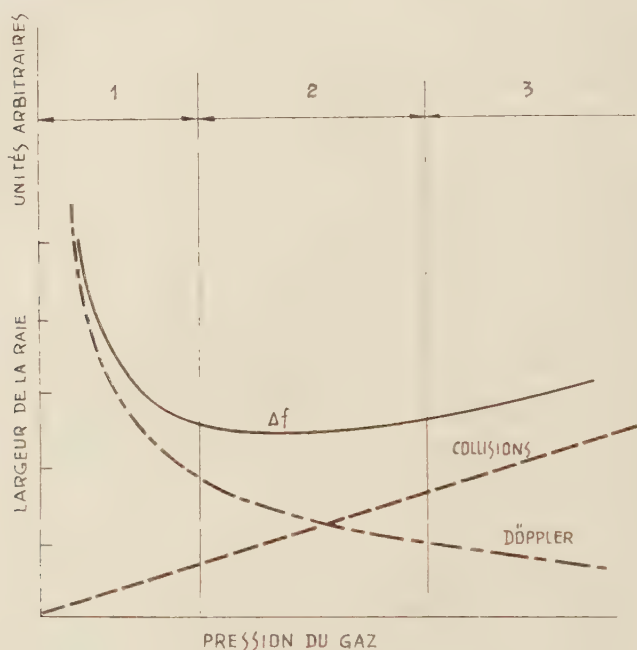


Fig. 23. — Largeur théorique de la raie de résonance sous l'effet combiné des collisions et de l'effet Döppler.

atome alcalin avec les parois de la cellule est de l'ordre de 10^{-4} seconde, correspondant à une largeur de raie de 1700 Hz. Le gaz tampon, en réduisant la vitesse de diffusion vers les parois, augmente la valeur de τ et en conséquence réduit la largeur de la raie. Avec les valeurs indiquées dans le tableau II, page 980, $\tau = 10^{-2}$ seconde pour Na^{23} et $\tau \approx 3 \cdot 10^{-2}$ seconde pour Cs^{133} , quand on utilise le néon à une pression de 1 mm Hg. Cela correspond à des largeurs de raie de 16 à 5 hertz respectivement; ces temps de relaxation sont trop longs pour expliquer

les largeurs des raies obtenues expérimentalement. Les parois de la cellule ne paraissent pas être le facteur principal de relaxation car nous avons observé que la largeur des raies ne varie pas beaucoup avec la pression du gaz, ou quand on change le diamètre de la cellule entre 2,5 et 7,5 cm dans le cas de Cs¹³³.

2) Chocs des atomes alcalins avec les molécules du gaz tampon. Les collisions des atomes alcalins avec les molécules du gaz tampon peuvent produire un élargissement des raies aux pressions élevées. Cela a été déterminé expérimentalement avec le césium et des gaz tampons à des pressions entre 10 mm et 100 mm Hg (6). L'effet serait linéaire avec la pression. Par exemple, avec le néon à une pression de 10 mm Hg, la raie est de l'ordre de 40 hertz. Elle s'élargit jusqu'à 80 hertz quand la pression du néon atteint la valeur de 50 mm.

La combinaison de l'effet Döpler et des chocs entre atomes alcalins et molécules du gaz tampon peut conduire à une largeur des raies variant différemment pour différents intervalles de pression (6) (cf. fig. 23). Dans la région 1 par exemple, la largeur des raies diminue avec la pression (cela correspondrait aux observations faites à basse pression (9) (20) (26) (36)). Dans la région 2, la largeur des raies serait pratiquement indépendante de la pression (comme dans nos expériences). Dans la région 3, la largeur des raies augmenterait lentement avec la pression (comme dans le cas de la référence (6)).

Conservation de la phase dans les chocs entre atomes alcalins et molécules du gaz tampon. — Avec le pompage optique, si nous supposons que la phase n'est pas perturbée dans les collisions entre les atomes alcalins et les molécules du gaz tampon, et pour des pressions élevées et des cellules de grand diamètre, un minimum de la largeur des raies sera déterminé par l'intervalle de temps entre deux excitations optiques successives de l'atome alcalin. Si cela est le cas dans nos expériences ce temps est de l'ordre de $\frac{1}{2\pi\Delta_L} \approx 1,6 \cdot 10^{-3}$ seconde. Cependant nous n'avons pas noté de réduction de la largeur des raies en diminuant l'intensité de la lumière, bien que ce phénomène ait été signalé par d'autres auteurs (28) (45).

En conclusion, dans nos expériences, il subsiste un certain doute pour évaluer avec précision le mécanisme de relaxation qui est la cause principale de la largeur des raies. Ces mécanismes de relaxation ne sont d'ailleurs pas indépendants. Avec des raies aussi fines que celles que nous avons obtenues il devient nécessaire, pour analyser les phénomènes, de faire les mesures avec une très grande précision, et un étalon de fréquence de haute précision devient un outil nécessaire.

CHAPITRE VI

Modèles préliminaires d' « horloges atomiques » utilisant des cellules à vapeur de sodium ou de césium.

Dans les pages précédentes nous avons décrit en détail comment l'application de la méthode de la double résonance, pour la détection des transitions hyperfines de haute fréquence dans la vapeur des métaux alcalins à l'état fondamental, permettait d'obtenir les trois caractéristiques fondamentales nécessaires pour la réalisation d'un étalon de fréquence, à savoir : *la stabilité de la fréquence, la réduction maximum de la largeur de la raie et l'obtention d'un rapport signal/bruit de la détection aussi élevé que possible.*

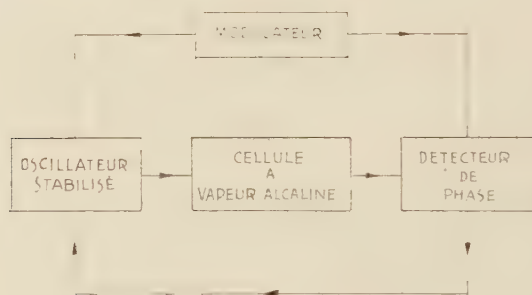


Fig. 24. — Principe de l'horloge atomique.

Nous avons donné les caractéristiques ainsi obtenues pour le cas des cellules à vapeur de sodium ou de césium. Nous allons maintenant décrire la réalisation d'un étalon de fréquence utilisant un oscillateur à quartz asservi à la transition hyperfine détectée par la méthode de la double résonance.

Le principe d'une telle « horloge atomique » est indiqué sur la figure 24. Afin d'obtenir un oscillateur à quartz asservi à la résonance atomique, le signal de sortie du détecteur de phase, pour la transition $\Delta F=1$, $m_F=0 \rightarrow m_F=0$ alimente un servomécanisme qui contrôle la fréquence de l'oscillateur à quartz (tube à réactance ou condensateur variable).

L'oscillateur à quartz est de haute qualité. La stabilité et la précision du quartz sont telles que la fréquence de l'oscillateur reste toujours à l'intérieur de la raie de résonance (dont la largeur est de 100 à 300 hertz,

selon le rapport signal bruit de la détection). Cela nécessite une stabilité et une précision de l'ordre de $1, 10^8$ pour le quartz. La fréquence de l'oscillateur à quartz est alors multipliée, et, dans la chaîne de multiplication, on introduit un faible pourcentage de modulation de phase afin d'obtenir à la sortie de l'amplificateur photoélectrique un signal de basse fréquence dont la phase et l'amplitude dépendent de l'écart entre la fréquence de l'oscillateur à quartz et la fréquence centrale de la transition. La figure 25 représente un schéma complet du système quand on utilise le pompage optique et la détection optique de la résonance haute fréquence dans une cellule à gaz. Plusieurs systèmes différents peuvent être envisagés pour résoudre ce même problème, et le choix d'un sys-

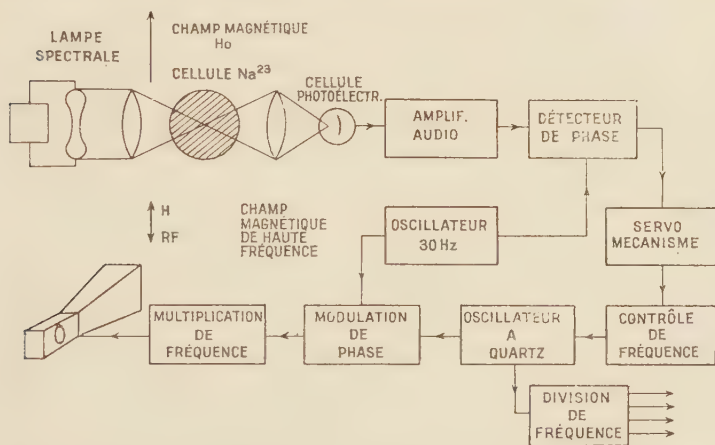


Fig. 25. — Horloge atomique utilisant une cellule à vapeur alcaline.

tème particulier dépend surtout de considérations pratiques. Les modèles d'essais que nous avons réalisés au laboratoire correspondent au schéma de la figure 25. Il est bien entendu que ce sont là des réalisations préliminaires et que les résultats présents sont encore assez éloignés.

« **Horloge atomique au sodium 23** ». — Les résultats suivants ont été obtenus avec une cellule à vapeur de sodium remplie d'argon, à la pression 1 mm.

On ajustait la fréquence de l'oscillateur à quartz de manière à obtenir la fréquence centrale de la transition $\Delta F = 1$, $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$. On fermait ensuite la boucle du servomécanisme de manière à asservir la fréquence de l'oscillateur à celle de la transition. On faisait alors varier le champ magnétique dans la région de la cellule d'une quantité connue,

en faisant varier le courant continu dans les bobines d'Helmholtz. Le servomécanisme corrigeait alors la fréquence de l'oscillateur à quartz qui se fixait sur la fréquence de la transition atomique. Celle-ci avait varié suivant les formules de Breit-Rabi (cf. p. 978). La fréquence à champ nul est alors calculée dans chaque cas par la formule (4-3). Le tableau VII indique le résultat de ces expériences.

TABLEAU VII

I mA	H Oe	ν Hz	ν_0 Hz
50	0,073	1 771 626 204	1 771 626 193
75	0,184	1 771 626 240	1 771 626 165
100	0,298	1 771 626 348	1 771 626 153
125	0,413	1 771 626 564	1 771 626 190
150	0,523	1 771 626 852	1 771 626 240

La valeur moyenne qui résulte de ces expériences est :

$$\nu_0 = 1\,771\,626\,190 \pm 40 \text{ Hz.}$$

On voit donc que le servomécanisme suit bien les variations de la fréquence de la transition, et la précision du système est certainement beaucoup plus grande que ne l'indiquent les mesures, parce que nous ne disposons pas d'un étalon de fréquence de haute précision. Nous avons construit deux horloges atomiques au sodium et nous allons faire battre leur fréquence de façon à comparer leur stabilité et leur précision en fonction de plusieurs variables telles que température, intensité des sources, pression du gaz, etc.

« Horloge atomique au césium 133 ». — Nous avons conduit des expériences semblables avec des cellules à vapeur de césium. Par comparaison avec un étalon de fréquence de haute précision, nous avons pu mesurer une stabilité et une précision de l'ordre de ± 3 à $4 \cdot 10^{10}$. Les essais ont indiqué la possibilité d'une précision plus grande avec un remplissage plus soigné des cellules ⁽¹⁾. Nous ferons quelques remarques générales sur la stabilité et la précision de ces horloges atomiques :

— Il est toujours avantageux, et parfois nécessaire, d'avoir un oscillateur à quartz aussi stable que possible.

— On peut réduire d'autant plus la constante de temps du servo-

⁽¹⁾ Note ajoutée à l'impression.

mécanisme que le rapport signal/bruit de la détection est élevé. On peut cependant utiliser une constante de temps plus longue pour le servomécanisme s'il n'y a pas de variations brusques de la fréquence de l'oscillateur à quartz. Cela permet alors d'utiliser des largeurs de raie plus fines, et par suite, d'accroître la précision de l'étalon de fréquence. Cela est d'autant plus vrai que la dérive dans le temps de l'oscillateur à quartz est faible, ce qui permet de réduire l'écart de correction des fréquences.

Les facteurs qui agissent principalement sur la précision de l'horloge atomique sont : le déplacement de la fréquence hyperfine dû à la pression des gaz tampons, les effets de température, les changements avec le temps.

Déplacement de la fréquence hyperfine. — Cet effet a été discuté en détail page 997, et pourrait être un inconvénient très sérieux pour un étalon de fréquence. Cependant il est possible d'obtenir un effet minimum en mélangeant d'une façon appropriée des gaz tampons produisant des effets de sens opposés. Par exemple, nous avons obtenu, tout au moins avec la précision limitée de nos mesures, des effets minima avec les mélanges suivants :

argon 75 p. 100 + néon 25 p. 100 (ce mélange a été confirmé par des mesures plus précises faites récemment au National Bureau of Standards (6)) ;

argon 85 p. 100 + hélium 15 p. 100 ;

argon 70 p. 100 + azote 30 p. 100.

On peut exprimer, approximativement, les proportions du mélange optimum par les équations :

$$\frac{\delta_1}{\delta_2} = \frac{p_2}{p_1} \quad \text{et} \quad p_2 + p_1 = 1$$

où δ_1 et δ_2 sont les déplacements de la fréquence hyperfine par les gaz purs, et p_1 et p_2 les pressions partielles des gaz dans le mélange (cf. fig. 26, 27 et 28).

Il n'est pas impossible d'ailleurs que dans les expériences futures on n'utilise pas du tout les gaz tampons : les phénomènes de désorientation des parois peuvent être éliminés par des revêtements spéciaux de la paroi de la cellule, tels que les paraffines à longue chaîne (icosane $C^{20}H^{42}$) (64) et la méthode d'excitation multiple de Ramsey pourrait aussi, dans la cellule à vapeur alcaline, réduire dans une certaine mesure l'élargissement des raies dû à l'effet Döppler (64).

Effet de la température. — Dans des mesures faites récemment (6) par le National Bureau of Standards (Washington), on a décelé un faible déplacement de la fréquence hyperfine dans les cellules à vapeur de césium remplies de gaz tampons. Cet effet dû à la température est de même sens, pour les différents gaz, que le déplacement dû à la pres-

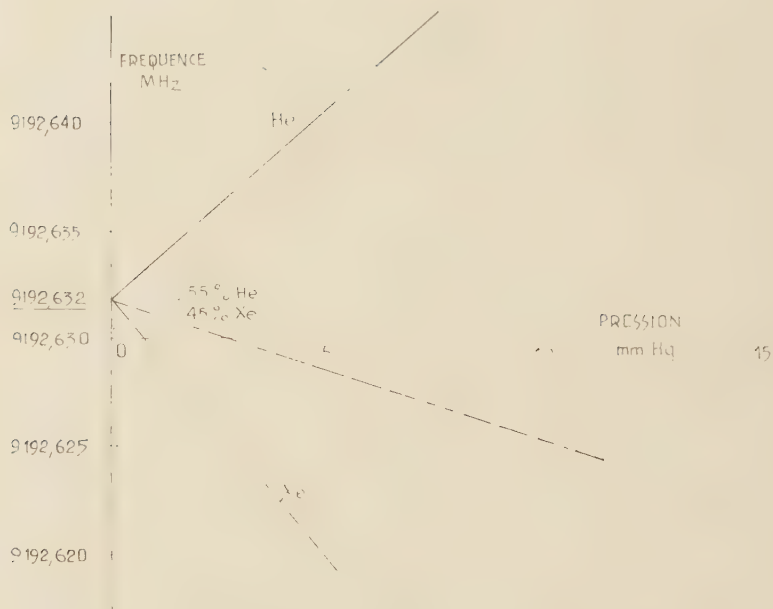


Fig. 26. — Déplacement de la fréquence hyperfine :
mélange He + Xe.

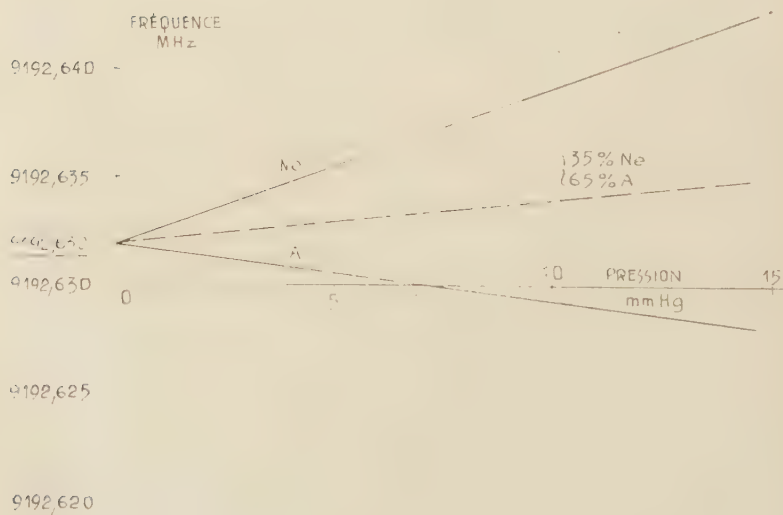


Fig. 27. — Déplacement de la fréquence hyperfine :
mélange Ne + A.

sion. Par exemple, dans le cas de l'argon, le déplacement est de l'ordre de 5 hertz par degré C/cm, et pour le néon de l'ordre de 1 hertz/degré C/cm, à une pression entre 10 mm et 100 mm. Ici encore il n'est pas impossible de trouver un mélange de gaz tel que ces effets soient réduits à un minimum acceptable pour un étalon de fréquence de haute précision.

Changements avec le temps. — La réaction du césium sur le verre, à la température ordinaire, est assez lente pour ne pas être gênante. Dans le cas du sodium il ne semble pas qu'il y ait de brunissement appréciable du verre à la température de 120° C. L'adsorption possible du gaz par les parois de la cellule et le changement correspondant de la pression du gaz tampon n'auront pas d'effets très sérieux si on utilise le mélange de gaz donnant le minimum de déplacement de la fréquence. Il est d'ailleurs un peu trop tôt pour savoir si ces effets, ou même d'autres effets encore inconnus, présenteront des inconvénients sérieux dans l'utilisation des cellules à vapeur alcaline comme étalon de fréquence.

CHAPITRE VII

Comparaisons entre les horloges atomiques utilisant les cellules à vapeurs alcalines ou les jets atomiques.

La différence essentielle réside dans la substitution du tube à jet atomique par la cellule à vapeur alcaline. On peut se rendre compte de l'avantage de cette dernière méthode quand on compare la simplicité de la cellule à vapeur alcaline à la complexité du tube à jet atomique. Il y a, en outre, des limitations à la précision obtenue avec un jet atomique si on veut conserver des dimensions acceptables pour un appareil mobile. Par exemple la largeur de la raie dans un tel appareil est donnée par :

$$\Delta f = 0,65 \alpha/L$$

où α représente la vitesse la plus favorable des atomes dans le faisceau $\approx 2,5.10^4$ cm/seconde et L la distance entre les deux régions d'excitation. Si on veut que $\Delta f = 150$ hertz, on doit avoir :

$$L \approx 108 \text{ cm.}$$

La cellule à vapeur alcaline, par suite de ses dimensions réduites est aussi plus facile à blinder magnétiquement. En outre, le jet atomique est sensible aux variations d'accélération et dans un tube scellé, la

durée de vie du tube est limitée par la quantité de césium dont on dispose dans le four (1 000 à 2 000 heures au plus).

On voit donc qu'il y a un certain nombre d'avantages à utiliser une cellule à vapeur alcaline pour réaliser des étalons de fréquence de faibles dimensions. Le choix de l'atome alcalin le plus favorable n'est pas encore complètement décidé, mais il se peut que Rb^{87} soit le plus indiqué, à la fois pour des raisons pratiques (en particulier une température de fonctionnement un peu plus élevée que le césium, et par suite plus facile à contrôler) et théoriques (pompage optique facilité par l'utilisation de Rb^{85}).

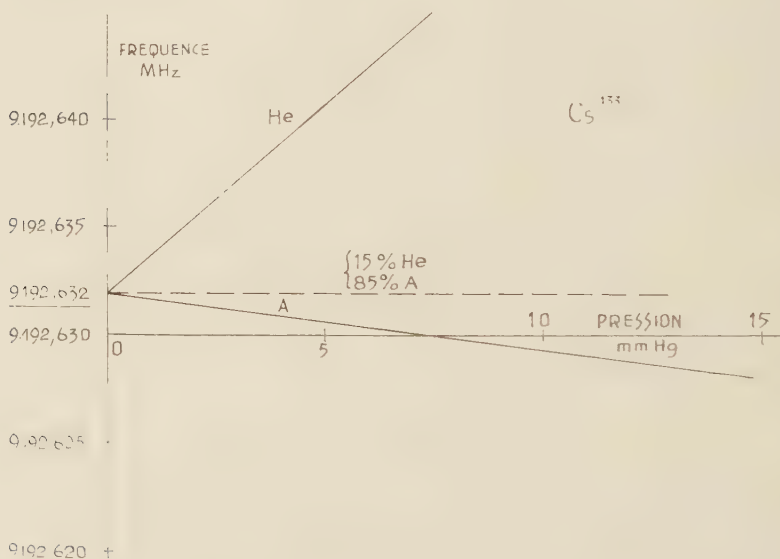


Fig. 28. — Déplacement de la fréquence hyperfine :
mélange He + A.

RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS

Pour réaliser des étalons de fréquence de haute précision (de l'ordre de $1 \cdot 10^3$ à $1 \cdot 10^{10}$) compacts et mobiles, nous avons appliqué la méthode de la double résonance à la détection des transitions hyperfines : $\Delta F = 1$, $m_1 = 0 \rightarrow m_1 = 0$ dans la vapeur des métaux alcalins, dans une cellule à gaz.

Afin d'obtenir le maximum de précision et de stabilité, nous avons

étudié les moyens nécessaires pour stabiliser la fréquence hyperfine, réduire la largeur de la raie de résonance, et augmenter le rapport signal/bruit de la détection.

Au cours de cette étude nous avons été amenés à déterminer la fréquence hyperfine de Na^{23} avec une précision environ 10 fois plus grande que les valeurs précédemment publiées. Nous avons aussi mesuré la section efficace de chocs des atomes de sodium à une température élevée (220°C). Nous avons déterminé les déplacements de la fréquence hyperfine produits par la pression des gaz tampons, dans le cas de Na^{23} et de Cs^{133} et nous avons montré comment on pouvait réduire cet effet par un mélange approprié de gaz. Nous avons réduit la largeur de la raie de résonance par l'utilisation de gaz-tampons à pression élevée et par l'emploi d'une méthode optique nouvelle de pompage et de détection des résonances hyperfines de haute fréquence. La cellule à vapeur alcaline est équivalente à un circuit résonnant ayant un facteur de surtension de plus de 100 millions.

Nous avons aussi monté des horloges atomiques au sodium et au césium en asservissant un oscillateur à quartz stable à la fréquence centrale des transitions hyperfines. Une précision et une stabilité de l'ordre de $\pm 3 \text{ à } 4/10^{10}$ ont pu être mesurées. Les résultats décrits reposent sur l'emploi d'appareils de laboratoire et pourront être améliorés par des fabrications industrielles plus soignées.

Ces horloges atomiques pourront avoir des applications à la navigation à longue distance, et leur forme compacte permettrait de les placer dans des satellites pour la mesure des effets de gravitation (déplacement vers le rouge) et la vérification des théories de la Relativité.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) P. W. ANDERSON. — *Phys. Rev.*, **76**, 1450 L.
- (2) M. ARDITI et T. R. CARVER. — *Phys. Rev.*, 1958, **109**, 1012.
- (3) M. ARDITI. — *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1958, **3**, 185.
- (4) M. ARDITI. — *J. Phys. Rad.*, 1958, **19**, 873.
- (5) J.-P. BARRAT, J. BROSSEL et A. KASTLER. — *C. R.*, 1954, **239**, 1196.
- (6) E. C. BEATY et P. L. BENDER. — *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1958, série II, **3**, 185.
- (7) E. C. BEATY et P. L. BENDER. — *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1958, **3**, 185.
- (8) W. E. BELL et A. L. BLOOM. — *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 1559; 1958, **109**, 219.
- (9) P. BENDER. — Thèse, Princeton University, 1956.
- (10) R. BERINGER et J. G. CASTLE. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 581.
- (11) F. BITTER. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 833.
- (12) A. BLANDIN et P. BARRAT. — *C. R.*, 1956, **243**, 2041.
- (13) J. BONANOMI, J. HERMANN, J. DE PRINS et P. KARTASCHOFF. — *Rev. Sci. Inst.*, 1957, **28**, 879.

- (15) J. BROSSEL. — *Ann. Phys.*, 1952, **7**, 622.
- (16) J. BROSSEL et F. BITTER. — *Phys. Rev.*, 1952, **86**, 311.
- (17) J. BROSSEL, B. CAGNAC et A. KASTLER. — *C. R.*, 1953, **237**, 984; *J. Phys. Rad.*, 1954, **15**, 6.
- (18) J. BROSSEL et A. KASTLER. — *C. R.*, 1949, **229**, 1213.
- (19) J. BROSSEL et J. MARGERIE. — *C. R.*, 1956, **241**, 373.
- (20) J. BROSSEL, J. MARGERIE et A. KASTLER. — *C. R.*, 1955, **241**, 865.
- (21) J. BROSSEL, J. MARGERIE et J. M. WINTER. — *C. R.*, 1956, **241**, 556.
- (22) T. R. CARVER. — *Sous presse*.
- (23) T. R. CARVER. — Princeton University.
- (24) T. R. CARVER. — Communication privée.
- (25) S. CH'EN et M. TAKEO. — *Rev. Mod. Phys.*, 1957, **29**, 51.
- (26) C. COHEN et TANNOUDJI. — *C. R.*, 1957, **244**, 1027.
- (27) H. F. DEHMELT. — *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 1487.
- (28) H. G. DEHMELT. — *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 1924.
- (29) F. DIAMAND, J. M. LEGENDRE et T. SKALINSKI. — *C. R.*, 1958, **246**, 90.
- (30) R. H. DICKE. — *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 472.
- (31) R. H. DICKE. — *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 99.
- (32) R. H. DICKE. — *Rev. Sci. Instr.*, 1946, **17**, 268.
- (33) L. ESSEN et J. V. L. PARRY. — *Nature*, 1955, **176**, 280.
- (34) W. FRANZEN et A. G. EMSLIE. — *Phys. Rev.*, 1957, **108**, 1453.
- (35) J. P. GORDON, H. J. ZEIGER et C. H. TOWNES. — *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 1264.
- (36) F. HARTMANN. — *Thèse Paris*, 1957.
- (37) R. D. HAUN et J. R. ZACHARIAS. — *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 107.
- (38) W. B. HAWKINS. — *Thèse*, Princeton University, 1954.
- (39) W. B. HAWKINS et R. H. DICKE. — *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 1008.
- (40) W. B. HAWKINS. — *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 478.
- (41) R. KARPLUS. — *Phys. Rev.*, 1948, **73**, 1027.
- (42) A. KASTLER. — *Journ. Phys. Radium*, 1950, **11**, 255; *Physica*, 1951, **17**, 191.
- (43) A. KASTLER. — *Journ. Opt. Soc. Amer.*, 1957, **47**, 460.
- (44) A. KASTLER. — *Nuovo Cimento*, 1957, **6**, n° 3, 1148.
- (45) A. KASTLER et coll. — *C. R.*, 1957, **244**, 1027.
- (46) P. KUSCH et H. TAUB. — *Phys. Rev.*, 15 mars 1949, **81**.
- (47) P. KUSCH et R. A. LOGAN. — *Phys. Rev.*, 15 janvier 1951, **81**.
- (48) W. E. LAMB et T. H. MAIMAN. — *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 574.
- (49) F. D. LEWIS. — *P. I. R. E.*, 1957, **43**, 1046.
- (50) H. L. LYONS. — *N. B. S. Rech. News Bull.*, 1949, **33**, 17.
- (51) MARGERIE, BROSSEL et KASTLER. — *C. R.*, 1955, **241**, 474.
- (52) H. MARGUENEAU. — *Phys. Rev.*, **76**, 121, 585 A.
- (53) O. E. MEYER. — *Kinetic theory of Gases*, 259.
- (54) S. MILLMAN et P. KUSCH. — *Phys. Rev.*, 1^{er} septembre 1940, **58**, 532.
- (55) A. G. MITCHELL et A. W. ZEMANSKY. — *Resonance Radiation and excited Atoms*, 1934.
- (56) T. Z. NY et S. Y. CH'EN. — *Phys. Rev.*, 1937, **51**, 567; 1938, **54**, 1045.
- (57) PETER et STRANDBERG. — *P. I. R. E.*, 1955, **43**, 869; 1956, **44**, 696.
- (58) P. PRINGSHEIM. — *Fluorescence and Phosphorescence*, 1949.
- (59) M. H. L. PRYCE. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 136.

- (60) I. I. RABI, S. MILLMAN, P. KUSCH et J. R. ZACHARIAS. — *Phys. Rev.*, 1939, **55**, 526.
- (61) N. F. RAMSEY. — *Molecular Beams*, 1956.
- (62) J. RICHARDSON. — *J. Appl. Phys.*, 1958, **28**, 137.
- (63) A. ROBERTS, Y. BEER et A. G. HILLS. — *Phys. Rev.*, 1946, **70**, 112.
- (64) H. G. ROBINSON, E. S. ENSBERG et H. G. DEHMELT. — *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1958, II, **3**, 9.
- (65) R. H. ROMER et R. H. DICKE. — *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 532.
- (66) K. SHIMODA et T. NISHIKAWA. — *J. Phys. Soc. Japan*, 1951, **16**.
- (67) T. SKALINSKI. — *C. R.*, 1957, **245**, 1908.
- (68) I. TAKAHASHI, OGOWA, YAMANO, HIRAI et TAKEYAMA. — *Rev. Sci. Inst.*, 1956, **27**, 739.
- (69) C. H. TOWNES. — *Nuovo Cimento*, 1957, **1**, 227.
- (70) C. H. TOWNES. — *J. Appl. Phys.*, 1951, **22**, 1365.
- (71) C. H. TOWNES et A. L. SHAWLOW. — *Microwave Spectroscopy*, 1955.
- (72) J. WINTER. — *C. R.*, 1955, **241**, 600.
- (73) J. WINTER et P. BARRAT. — *C. R.*, 1956, **243**, 2041.
- (74) J. P. WITTKÉ et R. H. DICKE. — *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 530; 1956, **103**, 620.
- (75) J. P. WITTKÉ. — *Thèse*, Princeton University, 1955.
- (76) T. R. ZACHARIAS et J. G. YATES. — *M. I. T. Prog. Rep.*, 1954, **8**, 30.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

L'antiproton.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 21 juin 1958.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

J. PÉRÈS.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

JEAN SARRAILH.

